

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

FRANCIS DEBEAUVAIS

INGÉNIEUR H.E.I.
LICENCIÉ ÈS SCIENCES

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DÉSAGRÉGATION DES JETS LIQUIDES
DANS L'AIR EN MOUVEMENT

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LA BIRÉFRINGENCE D'ÉCOULEMENT ENVISAGÉE COMME INSTRUMENT DE MESURE
EN MÉCANIQUE DES FLUIDES

Soutenues, le 17 décembre 1962, devant la Commission d'Examen

<i>Jury</i>	{	M ^{me} COUTURE	<i>Président.</i>
		MM. SIESTRUNCK	<i>Examineurs.</i>
		COMOLET	
		KLING	

THESES

1911-1912
1913-1914

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

FRANCIS DEBEAUVAIS

INGÉNIEUR H.E.I.
LICENCIÉ ÈS SCIENCES

1^{re} THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA DÉSAGRÉGATION DES JETS LIQUIDES
DANS L'AIR EN MOUVEMENT

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LA BIRÉFRINGENCE D'ÉCOULEMENT ENVISAGÉE COMME INSTRUMENT DE MESURE
EN MÉCANIQUE DES FLUIDES

Soutenues, le 17 décembre 1962, devant la Commission d'Examen

Jury	{	M ^{me} COUTURE	}	Président.
		MM. SIESTRUNCK		Examineurs.
		COMOLET		
		KLING		



CONTRIBUTION A L'ÉTUDE
DE LA DÉSAGRÉGATION DES JETS LIQUIDES
DANS L'AIR EN MOUVEMENT

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY

PROFESSEURS :

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JOST	T	Physiologie comparée.
WYART	T	Minéralogie et cristallog.	FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
TEISSIER	T	Zoologie.	SCHARTZ	T	Calcul diff. et intégral.
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay).	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
AUGER	T	Physique quantique et relativité.	MALAVARD	T	Aviation (techn. aéronaut.).
MONNIER	T	Physiologie générale.	BRELOT	T	Calcul diff. et intégral.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	NORMANT	T	Chimie organique.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	BENARD	T	Chimie minérale.
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	DUGUE	T	Statistiques mathématiques.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
COULOMB	T	Physique du globe.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appli.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
DRACH	T	Zoologie.	CHADEFAUD	T	Botanique.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
EPHRUSSI	T	Génétique.	SALEM	T	Mathématiques générales.
RIVIERE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédim.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comp.
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	GLANGEAUD	T	Géographie phys. et géologie dynamique.
MORAND	T	Physique enseignement.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	PISOT	T	Tech. mathém. de la phys.
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides.	ROCH	T	Géologie.
DANJON	T	Astronomie.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
PETIT	T	Biologie maritime.	TERMIER	T	Paléontologie stratig.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
GALLIEN	T	Embryologie.	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
EICHHORN	T	Botanique.	RIZET	T	Génétique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
M ^{lle} A. CHOCHOIS	T	Chimie physique.	M ^{me} TONNELAT	T	Physique théorique.
THELLIER	T	Physique du globe.	DIXMIE	T	Mathématiques (M.P.C.).
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	SOUCHAY	T	Chimie générale.
GRIVET	T	Radio-électricité (Orsay).	AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
PONCIN	T	Mécanique générale.	BRUSSET	T	Chimie systématique.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
QUELET	T	Chimie organique.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
JUNG	T	Pétrographie.	LEDERER	T	Chimie biologique.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématique (agrég.).
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	COTTE	T	Physique électricité.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.	DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
AMIEL	T	Chimie générale.	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
HOCART	T	Minéralogie et cristallog.	MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
J.-P. MATHIEU	T	Physique optique.	OLMER	T	Énergétique générale.
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.).	ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
MAY	T	Zoologie (Orsay).	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
			BARCHEWITZ	T	Chimie physique.

BROSSEL.....	T	Physique atomique.	DURAND-DELGA ..	T	Géologie.
BUSER	T	Physiologie comparée.	FREON	T	Chimie organique (Orsay).
CAMUS	T	Physiol. végétale (B.M.P.V.).	HELLER	T	Physiolog. végétale.
CASTAING	T	Physique II, Thermod. (Orsay).	TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.	CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).
MOYSE	T	Physiologie végét. (Orsay).	MAGNAN.....	T	Physique (S.P.C.N.).
NOÏROT	T	Évolution des êtres organisés.	DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chim. théor. et à la physique nucléaire.
PANNETIER	T	Chimie générale.	M ^{lle} FOURCROY..		Biologie végétale (S.P.C.N.).
POSSOMPES	T	Zoologie.	M ^{me} CHOQUET-		
PULLMANN.....	T	Chimie quantique.	BRUHAT ..	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
TEILLAC	T	Physique nucl. et radio- activité.	M ^{lle} VEIL.....		Physiologie générale.
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique.	LWOFF	T	Microbiologie.
VILLÉ	T	Économétrie.	SIESTRUNCK....	T	Mécan. phys. et expérim.
WILLEMART ...	T	Chimie (P.C.B.).	LACOMBE	T	Métallurg. des métaux nucl.
DODE	T	Chimie (Orsay).	BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.	CABANNES	T	Mécanique générale.
GUINOCHET ...	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).	LESIEUR.....	T	Mathématiques I (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
M ^{lle} JOSIEN ...	T	Chimie (S.P.C.N.).	CAIRE		Géographie phys. et géol. dynamique.
CHEVALLEY ...	T	Géométrie algéb. et théorie des groupes.	COMOLET	T	Mécanique des fluides.
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).	CORABŒUF ...		Physiologie animale (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	DELLOUE		Physique de l'exosphère.
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).	GORENFLOT ...		Botanique II (Orsay).
DENY	T	Mathématiques gén. (Orsay).	HOULLON		Biologie animale (P.C.B.).
GERMAIN	T	Mécanique théor. des fluides.	JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
LUCAS	T	Géologie.	MALGRANGE ...		Technique math. de la phy- sique (Orsay).
ALLARD	T	Chimie physique.	OLIVIER		Antropologie.
BERTHELOT ...	T	Phys. des particules fond.	NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BRICART	T	Météo. et phys. de l'atmosph.	BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
M ^{me} ALBE-FESSARD	T	Psychophysologie.	CHEVAUGEON ..	T	Botanique (Orsay).
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	KAHANE.....	T	Mathématiques (Orsay).
M. JULIA	T	Études des moléculaires natu- relles complexes.	SAMUEL	T	Mathémat. féminines (E.N.S.).
LENDER	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	KOURGANOFF ..	T	Astronomie (Orsay).
MAGAT	T	Physico-chimie des radio- éléments.	THIRY	T	Mécanique céleste.
M ^{lle} QUINTIN ..	T	Électrochimie.	ABELES		Physique (S.P.C.N.).
MONOD	T	Chimie du métabolisme.	AMAT		Physique (P.C.B.).
BENOÏT	T	Physiol. anim. (Orsay).	AUBOIN		Géologie.
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	M ^{me} BENOIT-		
CHARLOT	T	Chimie analytique.	GUEUTAL ..		Physique nucl. et radioactiv.
LEMÉE	T	Physiologie vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	BOUGIS		Biologie marine (Ville- franche-sur-Mer).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).	BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).
CHATELET M. ..	T	Chimie (P.C.B.).	BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	CHABBAL		Physique (M.G.P.) (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).	DEHEUVELS ...	T	Mathématique prop. (Orsay).
BERGERARD ...	T	Zoologie (Orsay).	D'ESPAGNAT ..		Physique théorique (Orsay).
BERTIN	T	Électronique (Orsay).	FURON		Géologie (S.P.C.N.).
BOUSSIÈRES ..		Chimie des radio-éléments (Orsay).	M ^{me} GANS	T	Génétique.
M ^{me} COUTURE..	T	Thermodynamique et méc. physique.	GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.).
ELLENBERGER..	T	Géologie des grandes régions du globe.	GUILBERT		Physique (C.U.S.) (Orléans).
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.).	HUPE		Pétrographie.
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).	HOLLANDE....	T	Biologie générale.
STOLKOWSKI ...	T	Physiologie végétale.	LIONS	T	Analyse numérique.
ACHER		Chimie biol. (Orsay).	MAITTE		Chimie (P.C.B.).
BAUDOUIN		Biologie animale (P.C.B.).	MEYER		Physique propédeutique.
BEAUMONT.....		Biologie animale (S.P.C.N.).	NICOLAS		Géologie appliquée.
BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.	PANIGEL		Biologie générale.
BOURREAU		Botanique.	RAVIER		Pétrographie.
CURIE D.		Physique (M.G.P.).	ROSEAU		Mécanique théor. des fluides.
			ROUBINE		Électronique.
			SILBER	T	Chimie (P.C.B.).
			UEBERSFELD ..	T	Électronique.
			YVON	T	Théories physiques.

Secrétaire général. R. POULLAIN

A la mémoire de mon père.

A ma mère.

A ma femme.

A mes enfants.

Je prie

M^{me} COUTURE,
M. SIESTRUNCK,
M. COMOLET,
M. KLING,

ainsi que toutes les personnes qui ont contribué à l'élaboration et la rédaction de cette thèse, de trouver ici l'expression de ma sincère gratitude et mes plus vifs remerciements.

PRÉFACE

Le profane aurait peine à croire qu'un phénomène, aussi banal, en apparence, que la pulvérisation d'un jet, ait pu donner lieu à des travaux innombrables; et, s'il est un peu plus averti, il sera stupéfait de constater qu'un travail, d'une aussi haute qualité scientifique que celui de M. DEBEAUVAIS — que j'ai l'honneur de présenter — ait pu y trouver son origine.

Mais c'est d'abord que pour le physicien il n'y a pas de problème banal, et les questions les plus terre à terre peuvent être assez difficiles pour mériter une étude. Et effectivement ce problème, réputé banal, est le problème du carburateur, et le carburateur, qui est l'un des organes délicats du moteur à explosion, se trouve être, par là-même, un accessoire très important de l'avion.

Cependant, ce n'est pas cette considération utilitaire qui a guidé M. SACKMANN; non qu'il l'ait dédaignée; mais le Laboratoire de Mécanique des Fluides de Strasbourg a cette particularité — peu comprise de ceux pour qui l'aéronautique ne consiste qu'à voler — que les fluides y sont étudiés avant tout par leur physique, la Physique des Fluides étant l'explication profonde de leur Mécanique : derrière sa science de mécanicien des fluides, qui nous a valu des travaux extrêmement originaux, M. SACKMANN est d'abord physicien, et ceci explique cela.

Qu'actuellement le moteur à explosion ne soit plus, en aviation, une grande vedette, peu nous chaut; ce sont les propriétés fondamentales des fluides en général — et non pas seulement celles des gaz et de l'air — qu'il nous importe de connaître si nous voulons être maîtres de ces fluides dans toutes leurs applications, qu'il s'agisse de voler en atmosphère normale, de lancer ou de propulser une fusée, ou de rentrer dans l'atmosphère.

Le passage du jet liquide au nuage complexe de gouttes est quelque chose de très compliqué, mais aussi de très révélateur, et c'est là son intérêt scientifique. Et si nous savons gré à M. SACKMANN d'avoir fait étudier un problème important simplement parce qu'il était important, nous devons grandement louer le jeune chercheur qui ne s'est pas senti découragé devant l'extraordinaire difficulté qu'il aurait à monter des expériences scientifiquement définies, rendues reproductibles, et où l'élément observé semblait a priori devoir n'être qu'un chaos ininterprétable, et où même, peut-être, les objets les plus importants échapperaient à l'observation. Quoi qu'il en soit, la finesse et le courage de M. DEBEAUVAIS ont été récompensés, puisqu'il a réussi à tirer de ses expériences un ensemble de faits — une physique du fluide, et une mécanique, aussi, grâce à la théorie des suspensions — ensemble très riche et clairement interprété qui a été pour lui, d'ailleurs, l'occasion de redresser quelques erreurs; j'entends, de les redresser sûrement, et dans un domaine encore bien obscur, pourtant.

Je ne veux pas résumer cette thèse; il faut la lire en entier, et attentivement — elle en vaut la peine — car M. DEBEAUVAIS, trop modeste, n'a pas assez souligné l'intérêt de

ce qu'il nous apportait. Je me propose seulement d'appeler l'attention sur une circonstance remarquable : cette thèse de mécanique des fluides se trouve être, en un certain sens et par quelques-unes de ses pages, une véritable thèse d'optique géométrique, et d'une grande originalité, très simplement exposée d'ailleurs ; et ce sont les ressources inattendues de l'optique qui ont permis d'aboutir aussi complètement. Je veux, de cela, tirer quelques conséquences, à l'usage des chercheurs, jeunes ou vieux.

D'abord — mais, cela, c'est bien connu — c'est en apportant un progrès substantiel aux techniques d'observation que l'on fait progresser un problème expérimental.

Ensuite, un docteur ne doit pas être un étroit spécialiste ; il doit pouvoir dominer d'autres disciplines que la sienne, pour en tirer parti dans des circonstances imprévues.

Je constate que la présente thèse n'a pas été conduite comme il avait été espéré ; c'est par une technique qui n'était pas habituelle dans cet ordre de choses, que les résultats les plus précieux ont pu être obtenus : on n'avait pas compté sur elle, on l'a heureusement rencontrée, tous en useront dorénavant. Que cette petite révolution — ce sera ma dernière remarque — rappelle aux organisateurs de la Recherche que tout dirigisme doit avoir ses limites.

Pierre VERNOTTE,
Ingénieur Général de l'Air (C.R.)

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
INTRODUCTION.....	1

PREMIÈRE PARTIE

APPAREILS ET MÉTHODES DE RECHERCHE

CHAPITRE PREMIER. — Appareillage de production des jets pulvérisés	7
I. — Carburateur expérimental	7
II. — Aérographe	13
CHAPITRE II. — Méthodes optiques d'investigation des jets pulvérisés	16
I. — Méthodes d'observation.	
a) Observation semi-stroboscopique	16
b) Photographie et cinématographie ultra-rapide à deux images.....	17
II. — Méthode de mesure directe de la taille et de la répartition des gouttelettes des jets pulvérisés en mouvement.....	20
a) Principe	20
b) Historique	20
c) Méthode expérimentale	22

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS OBTENUS ET INTERPRÉTATION

CHAPITRE PREMIER. — Étude de la portion de jet non résolue	31
I. — Détermination de la longueur de résolution	31
II. — Influence des paramètres fondamentaux et résultats expérimentaux.....	32

	PAGES
CHAPITRE II. — Étude du mécanisme de résolution des jets	35
I. — Description des différents modes de résolution des jets	35
A. — Régime de guttation	35
B. — Régime de pulvérisation	36
II. — Étude particulière de différents modes de résolution.....	40
A. — Résolution en lame.....	40
a) Lames stables	40
b) Éclatement des gouttes isolées sous forme de lames	41
c) Seuil de pulvérisation	42
d) Conclusion	42
B. — Résolution en filament.....	43
a) Gouttes tombantes	43
b) Gouttes issues de la rupture des jets	46
c) Conclusion	47
III. — Influence des paramètres sur l'ensemble de la pulvérisation	47
CHAPITRE III. — Étude quantitative des jets résolus en gouttelettes	52
I. — Cinématique des gouttes.....	52
A. — Étude des équations du mouvement	52
a) Détermination des temps de parcours	53
b) Détermination des espaces parcourus	55
B. — Résolution numérique des équations du mouvement	57
C. — Comparaison avec les résultats expérimentaux	59
II. — Statistique des gouttes	61
A. — Mode opératoire	63
B. — Résultats	64
C. — Comparaison avec les résultats des autres auteurs	66
CONCLUSION	71

APPENDICE

<i>Étude de l'image d'objets se trouvant en dehors du plan de mise au point.....</i>	73
--	----

INTRODUCTION

Tout jet liquide soumis à un courant de gaz de vitesse élevée se divise en une multitude de petites particules. Quel que soit le mode d'action du gaz sur le liquide, nous désignerons ce phénomène du nom général de « pulvérisation ».

Bien que son emploi soit extrêmement répandu, aussi bien dans le domaine industriel que médical, voire même agricole, les lois qui le régissent ne sont encore connues que très empiriquement. Deux raisons principales nous semblent être cause de notre ignorance en cette matière :

— la complexité du phénomène lui-même, qui fait intervenir deux fluides en mouvement non permanent ;

— l'échelle microscopique et la grande vitesse des particules, qui rendent l'analyse expérimentale très difficile.

Les études n'ont cependant pas manqué sur ce sujet, puisqu'une bibliographie publiée aux U.S.A. en 1953 [1] comprenait plus de sept cents références, la plupart à caractère technique et quelques autres intéressant la recherche fondamentale.

En soignant particulièrement les conditions d'obtention de la pulvérisation, de manière à connaître avec précision les différents facteurs l'influençant, et en mettant au point des méthodes d'analyse fine, on a essayé d'abord de dégrossir d'une manière qualitative les différents aspects du phénomène, puis de confirmer ou d'infirmer quelques théories existant sur la nature de la pulvérisation et le mécanisme de sa désagrégation.

Une étude statistique expérimentale de la portion du jet entièrement résolu en gouttes nous a permis ensuite de comparer nos propres résultats à ceux d'autres auteurs.

La partie expérimentale de ce travail a été réalisée au Laboratoire de Mécanique des Fluides de Strasbourg, dirigé par M. le Professeur SACKMANN, qui m'a proposé ce sujet, ce dont je le remercie.

Je suis particulièrement reconnaissant à M. l'Ingénieur Général VERNOTTE des conseils qu'il m'a prodigués, et du soutien qu'il a apporté à mes recherches.

Je tiens à exprimer ma gratitude à :

M^{me} le Professeur COUTURE ;

M. le Professeur SIESTRUNCK ;

M. le Professeur COMOLET ;

M. le Professeur KLING,

pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu prendre à mes travaux, et l'appui qu'ils m'ont fourni pour les mener à bien.

Enfin je prie toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à ce travail, de trouver ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

PREMIÈRE PARTIE

APPAREILS ET MÉTHODES
DE RECHERCHES

APPAREILS ET MÉTHODES DE RECHERCHES

Dans la première partie de ce travail, nous étudierons rapidement l'appareillage qui nous a servi à produire la désagrégation des jets liquides sous l'action des courants d'air, car la manière dont se passe cette pulvérisation dépend en grande partie de son mode de production.

C'est ainsi que nous décrirons d'abord la soufflerie aérodynamique à dépression dite « carburateur expérimental ». Nous verrons ensuite les caractéristiques aérodynamiques de cette soufflerie, ainsi que les perturbations apportées par la présence des gicleurs dont on connaît l'importance à l'échelle de la pulvérisation.

Nous avons essayé également de nous placer dans les conditions rencontrées dans la plupart des pulvérisateurs industriels, de manière à pouvoir comparer nos résultats à ceux d'autres expérimentateurs et vérifier ainsi la validité des mécanismes fondamentaux de la désagrégation des jets liquides trouvés avec le premier dispositif. L'appareil utilisé était un pulvérisateur commercial, dit « aérographe », dont nous donnerons les caractéristiques.

L'étude de la pulvérisation proprement dite a été effectuée à l'aide de divers procédés optiques d'investigation. Nous décrirons successivement le procédé d'observation rapide et de dégrossissage qui nous a permis de prendre contact avec le phénomène, et de faire l'étude quantitative des différents modes de résolution du liquide en gouttes.

Ce procédé a été complété et précisé par les techniques de la microphotographie et de la cinématographie ultra-rapide, celles-ci ayant dû être adaptées aux conditions particulièrement rigoureuses posées par l'étude de la pulvérisation. Nous avons également mis au point une méthode de mesure micro-photométrique de la taille des goutelettes, dont l'application nous a permis des études quantitatives complètes du jet en mouvement entièrement résolu en gouttes, avec une précision et dans un domaine qui n'avaient pu être, à notre connaissance, atteints par ce procédé.

L'APPAREILLAGE DE PRODUCTION DES JETS PULVÉRISÉS

I. — CARBURATEUR EXPÉRIMENTAL

L'appareil que nous avons utilisé pour produire la désagrégation des jets liquides sous l'action de courants d'air a été conçu comme une petite soufflerie à dépression à veine guidée [2], [3], [4].

Comme on peut le voir sur le schéma (*fig. 1*) et la vue d'ensemble (*fig. 2*), on retrouve dans le carburateur expérimental les parties principales de toute soufflerie.

La veine d'expérience a trois de ses faces en glace optique épaisse en vue de l'observation et de l'éclairage. Sa longueur totale est de 30 cm, sa section est un carré de 8 cm de côté.

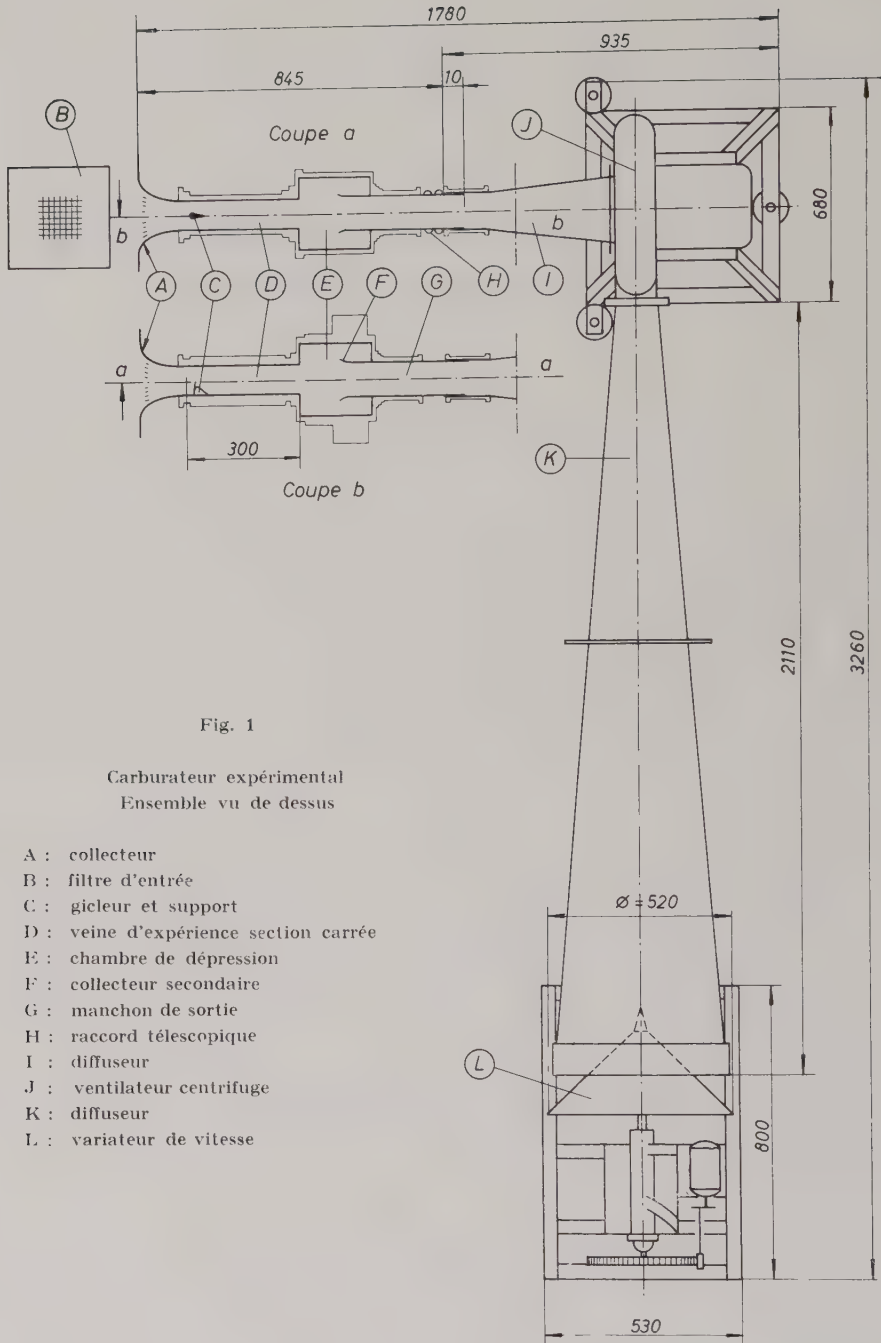
Les gicleurs sont montés à l'intérieur de la veine d'expérience sur un support profilé, destiné à empêcher les vibrations parasites avec le minimum d'interactions aérodynamiques. Ils injectent le liquide au centre de la veine, parallèlement au courant d'air et vers l'aval. Ce mode d'injection a été préféré car c'est celui avec lequel nous avons obtenu une véritable pulvérisation, malgré la faible vitesse de la soufflerie.

Ce fait avait d'ailleurs été déjà remarqué par Y. TANASAWA [5], et confirmé par la suite par H. F. HRUBECKY [6].

En vue de connaître les caractéristiques aérodynamiques du champ dans lequel nous pulvérisons, nous avons étudié la répartition des vitesses dans la veine d'expérience en l'absence des gicleurs.

A l'aide d'un pitot simple multitubulaire (*fig. 3*) relié à un multimanomètre, nous avons tracé les courbes de la *figure 4 a* et l'on peut constater la parfaite uniformité des vitesses dans toutes les sections considérées. On remarquera également (*fig. 4 b*) le tracé que nous avons pu faire des couches limites laminaires et turbulentes, nous montrant les limites extrêmes où nous pourrions observer la pulvérisation dans des conditions bien définies.

Suivant l'axe de la veine d'expérience, on a pu étudier à l'aide de prises de pression statique contrôlées par un pitot double, la répartition des pressions et des vitesses.



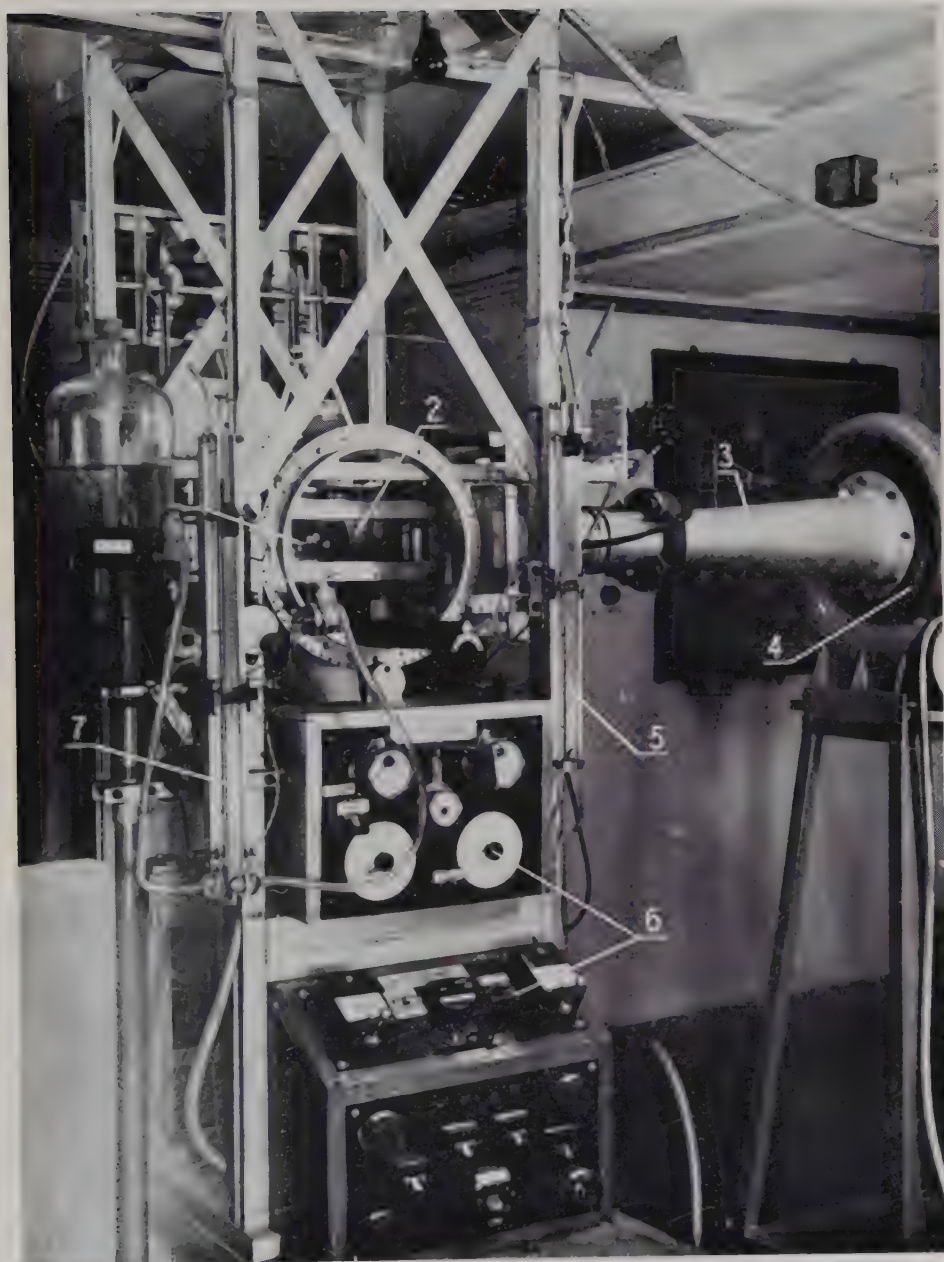


Fig. 2. Vue générale du carburateur expérimental et des appareils de mesure
 1 : gicleur; 2 : veine d'expérience; 3 : diffuseur; 4 : ventilateur; 5 : manomètre;
 6 : commandes électriques; 7 : microdébitmètre

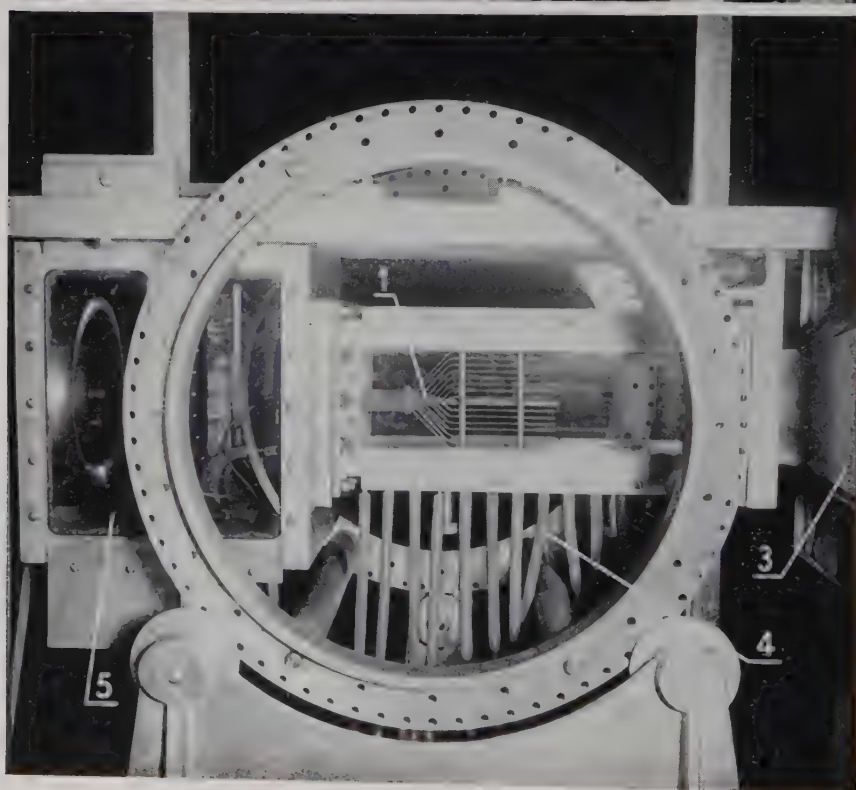
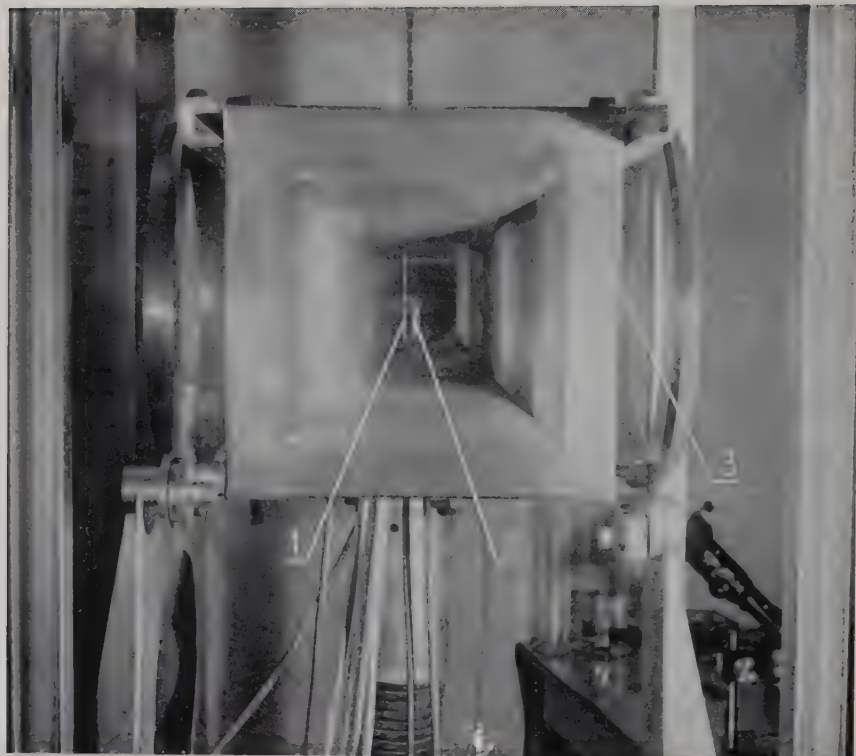


Fig. 3. — Veine d'expérience du carburateur expérimental
 Vue de face et de profil avec pitot multitubulaire
 1 : pitot simple multitubulaire; 2 : pitot double; 3 : collecteur;
 4 : prise de pression statique; 5 : chambre de dépression

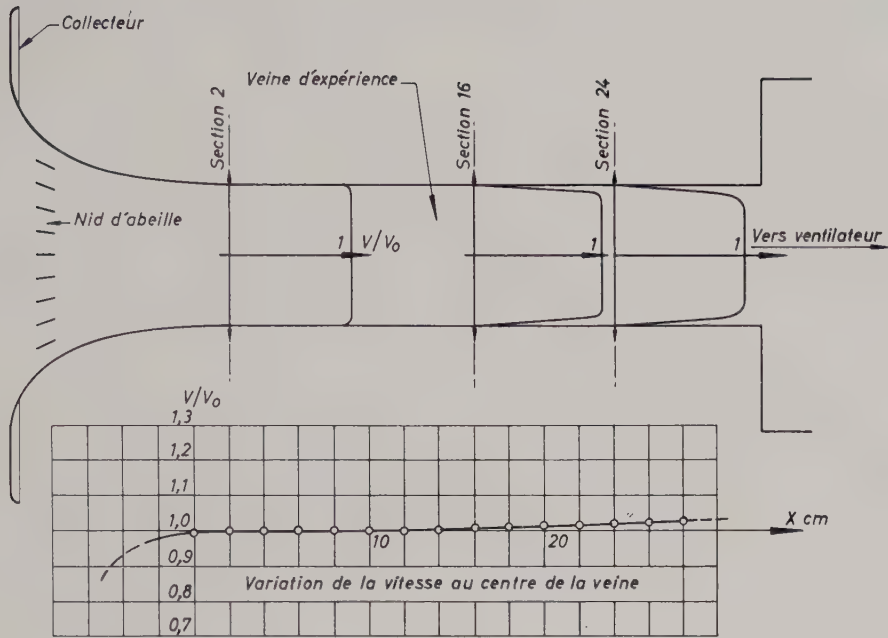


Fig. 4 a. — Etude du champ des vitesses d'un carburateur expérimental

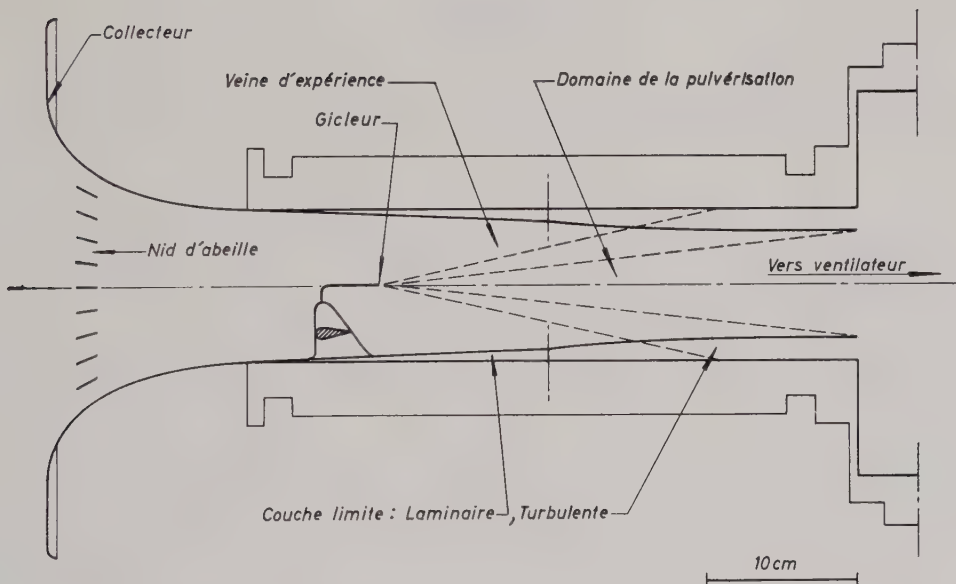


Fig. 4 b. — Carburateur expérimental. Etude de la couche limite

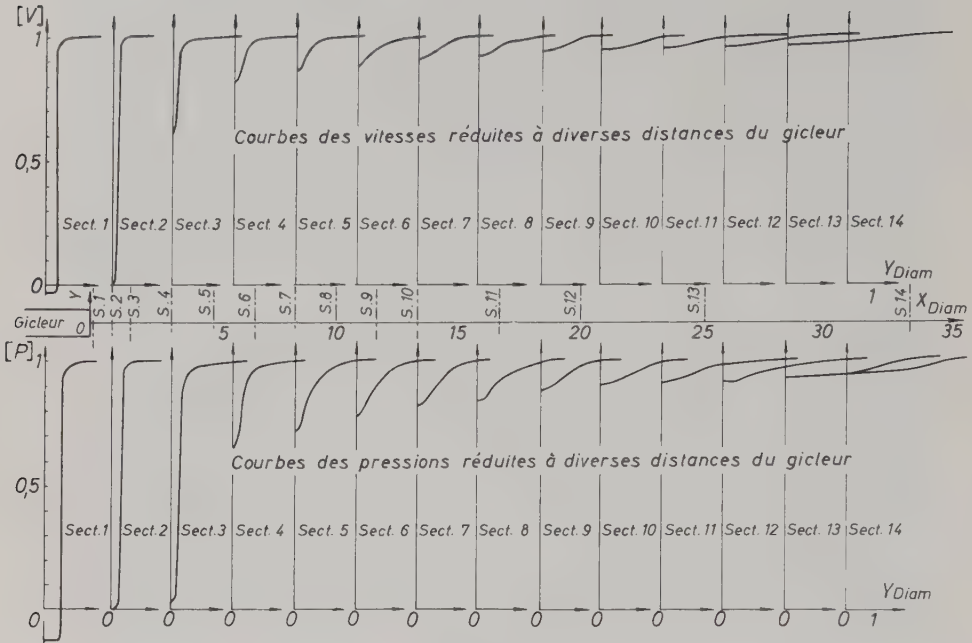


Fig. 5 a

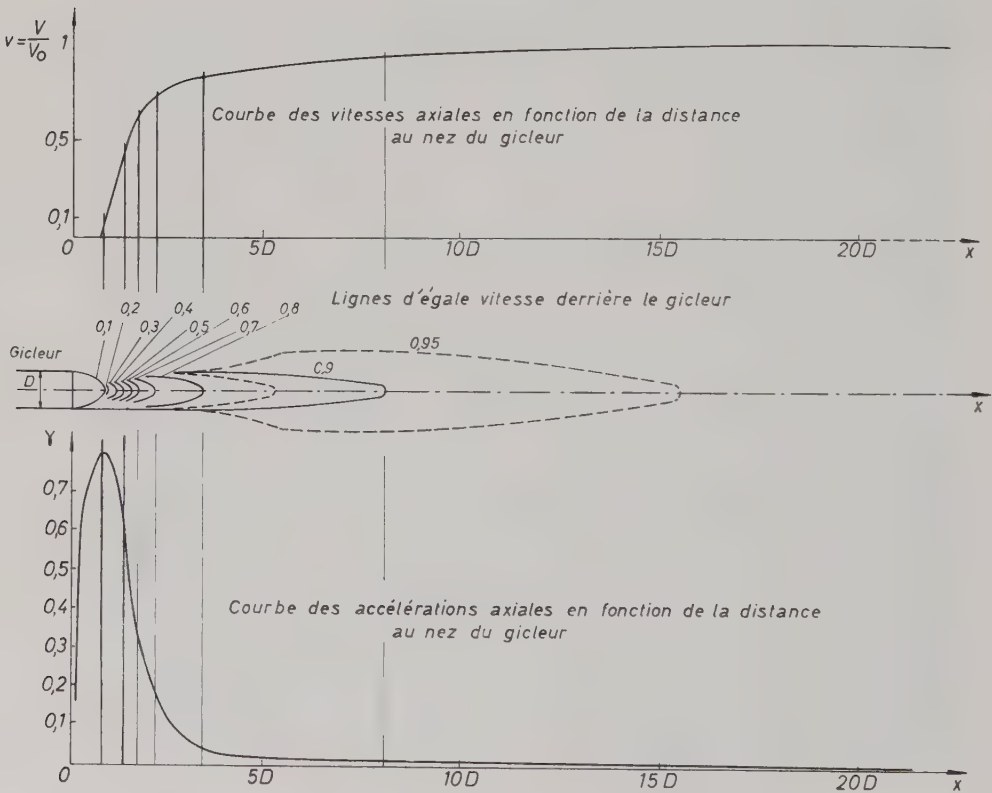


Fig. 5 b.

Etude aérodynamique du sillage des gicleurs

En ce qui concerne la mesure des vitesses, le nid d'abeilles et le collecteur entraînent une perte d'énergie dont nous avons tenu compte. La précision était de 0,5 % et la vitesse maximale environ de 90 m/s.

La présence des gicleurs entraîne un sillage considérable à l'échelle de la pulvérisation. Nous avons exploré celui-ci en l'absence d'injection de liquide (*fig. 5 a*) et avons trouvé les résultats suivants (*fig. 5 b*) : la vitesse croît d'abord extrêmement rapidement, puis beaucoup plus lentement. L'accélération du courant d'air est maximale à une distance d'environ 2 diamètres du gicleur. Nous avons vérifié que le support profilé est suffisamment éloigné pour ne pas produire d'interactions notables. La forme des gicleurs a été étudiée de manière à réduire au minimum le sillage.

Du point de vue hydrodynamique, le liquide dont on mesure le débit volumétrique avant l'arrivée au gicleur est injecté à faible pression et nous avons toujours eu un nombre de Reynolds très faible, en sorte que le régime est toujours laminaire. La mesure de ce débit a été effectuée à l'aide d'un microdébitmètre construit spécialement [7] avec une précision de 0,3 %. Le rapport du débit volumétrique de l'air et du liquide est toujours très grand. A la vitesse maximale, il est voisin de 10^6 .

Ainsi conçu, le carburateur expérimental possède une stabilité et une régularité bien supérieures aux dispositifs de pulvérisation commerciaux. L'observation est facile et toutes les caractéristiques simples et bien définies. Certaines causes d'erreurs sont supprimées, par exemple l'interaction des parois. La vitesse du courant d'air est presque uniforme. La turbulence est très faible et la veine guidée a l'avantage de protéger les lentilles optiques, servant à l'observation, des projections de gouttelettes.

II. — AÉROGRAPHE

En vue d'explorer un domaine d'utilisation étendu, quoique théoriquement plus compliqué, nous avons fait appel à un appareillage très différent de par ses dimensions et son principe.

Il s'agit d'un petit pulvérisateur commercial, dit « aérographe », fonctionnant couramment sous de fortes pressions et permettant à l'air d'atteindre des vitesses élevées, voire supersoniques.

L'ensemble du pulvérisateur est schématisé sur la *figure 6*. Le débit d'air est mesuré à l'aide d'un rotamètre étalonné aux diverses pressions d'utilisation. Le liquide s'écoule dans une éprouvette graduée située au-dessus du pulvérisateur et permettant de mesurer le débit du liquide.

Le pulvérisateur proprement dit (*fig. 8*) comporte une aiguille centrale d'injection permettant l'arrivée du liquide et commandée de l'extérieur. L'air arrive annulairement et le liquide est injecté au centre lorsque l'aiguille est tirée vers l'arrière. Remarquons que, comme dans le carburateur expérimental, le liquide est injecté parallèlement au courant d'air.

Nous avons, tout d'abord, voulu relier la vitesse maximale de la section contractée à la pression d'injection, de manière à avoir un point de comparaison avec les grandeurs mesurées dans le carburateur expérimental. Nous nous sommes servi, pour cela, d'un

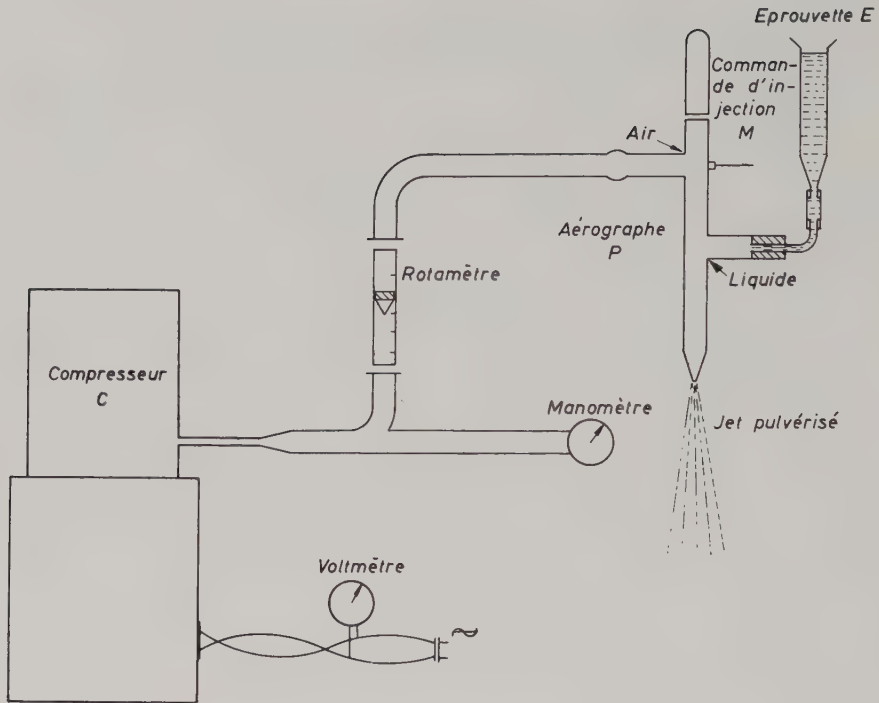


Fig. 6. — Schéma de montage d'un pulvérisateur

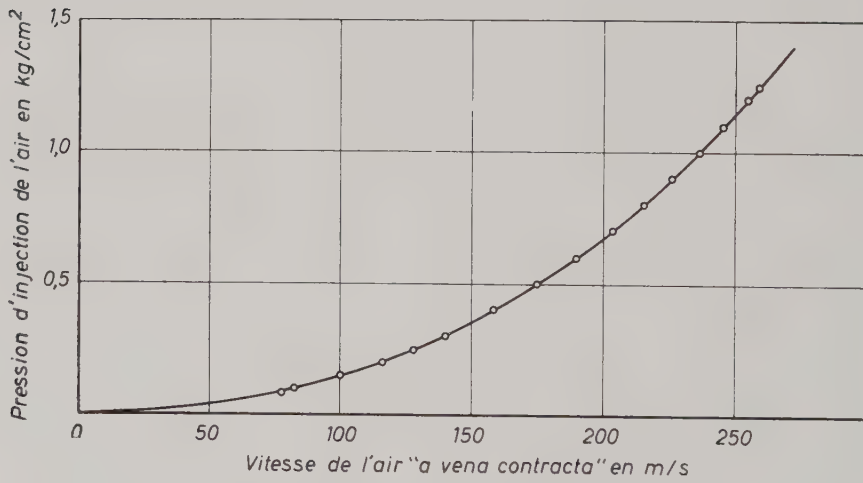


Fig. 7. — Aérogaphe. Relation vitesse-pression

tube de pitot miniature porté par un comparateur à vis micrométrique. On voit (*fig. 7*) que l'on peut atteindre des vitesses considérables, quoique nettement subsoniques.

Nous avons étudié ensuite le champ des vitesses en l'absence de courant liquide (*fig. 8*). On remarquera la forte décroissance de la vitesse le long de l'axe du gicleur et sa chute brutale lorsqu'on s'éloigne latéralement de cet axe. Le sillage du gicleur est important à cause de l'épaisseur relative des parois. Nous avons vérifié que la symétrie

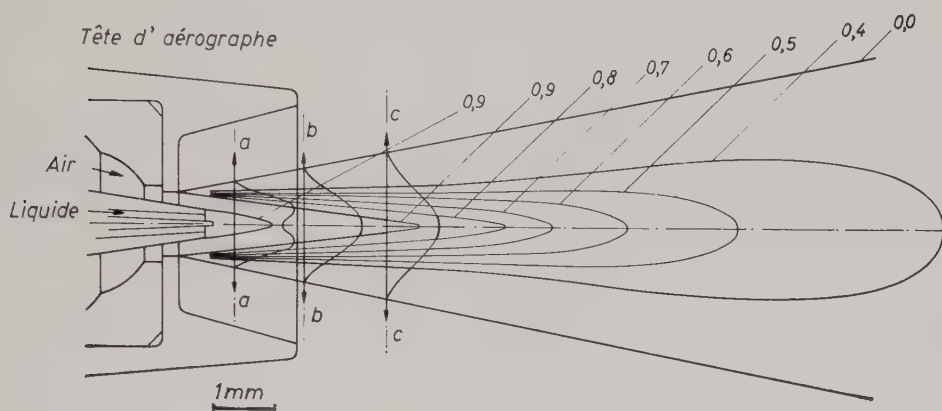


Fig. 8. — Courbes d'isovitesse

de révolution était correcte et que la variation des vitesses due au mauvais centrage ne dépassait pas 3 %.

L'aérographe nous a permis de compléter les résultats obtenus sur le carburateur. En effet, nous avons pu retrouver les mécanismes fondamentaux de la pulvérisation apparaissant dans d'autres gammes de vitesses.

MÉTHODES OPTIQUES D'INVESTIGATION DES JETS PULVÉRISÉS

Nous avons voulu étudier d'abord le mécanisme de la formation du jet pulvérisé produit dans les deux appareils. Parmi les divers procédés d'investigation possibles, les méthodes optiques nous ont paru être les plus intéressantes car elles n'introduisent aucune perturbation du phénomène.

Il s'agissait d'observer des particules de petites dimensions (les plus petites gouttes ayant un diamètre inférieur au micron, les plus grosses atteignant quelques millimètres) se déplaçant à des vitesses élevées sur un parcours relativement long.

Les conditions d'observation de tels objets sont particulièrement rigoureuses. En effet, une particule d'un micron doit être grossie une centaine de fois pour être observable.

Les vitesses sont amplifiées dans le même rapport, et la vitesse apparente du mobile se déplaçant à 100 m/s serait de 10 000 m/s, le champ total à couvrir passant de 15 cm à 15 m. En admettant que, pour identifier et mesurer une particule, son déplacement ne doive pas être supérieur à cinq fois sa taille, ce parcours sera accompli durant le temps extraordinairement court de $5 \cdot 10^{-8}$ s.

Les conditions d'appareillage nous imposaient donc des limites techniques qui ne nous ont pas permis d'étudier le phénomène de la pulvérisation dans son ensemble.

Nous avons commencé par étudier globalement, d'une manière macroscopique, le mécanisme de pulvérisation dans notre carburateur expérimental à l'aide de l'observation « semi-stroboscopique ».

Cette application nouvelle de la stroboscopie à un phénomène non périodique nous a permis d'avoir une vue d'ensemble de la pulvérisation, et les domaines intéressants ont été repris pour être enregistrés par la méthode microphotographique, puis complétés, en ce qui concerne la cinématique, par la cinématographie ultra-rapide [9].

I. — MÉTHODES D'OBSERVATION

a) Observation semi-stroboscopique.

La stroboscopie classique s'est révélée précieuse dans l'étude des phénomènes périodiques.

Son utilisation présente ne repose pas sur le principe d'une synchronisation entre le phénomène et la cadence d'éclairement, mais sur la vision distincte d'aspects successifs de l'objet étudié.

L'appareil que nous avons construit pour nos observations était très simple, puisqu'il s'agissait en fait plus d'un générateur d'éclairs brefs répétés à une cadence régulière quelconque, que d'un véritable stroboscope. La source d'éclairage ponctuelle était produite par la décharge électrique de condensateurs, suivant la technique de LIBESSART.

Nous avons fait varier la cadence des étincelles en agissant sur le circuit de chauffage d'un kénotron redressant le courant haute tension. Le temps de relaxation séparant deux éclairs successifs peut varier de plusieurs minutes à $1/50$ s, avec une stabilité très suffisante pour effectuer des observations prolongées.

Nous avons choisi comme méthode d'éclairement l'éclairage par transparence sur fond blanc. Son principal avantage était de nécessiter une faible quantité de lumière pour rendre visible le phénomène observé et le reproduire photographiquement. Nous avons donc pu employer une source d'éclairage très ponctuelle ($1/10$ mm), ce qui améliorait le contraste, et des condensateurs de faible capacité produisant des décharges de très brèves durées (10^{-7} s).

Avec cet appareillage, il nous a été possible, bien que les phénomènes étudiés ne soient pas permanents, d'en observer une multitude, d'aspects tous différents, ne présentant aucun flou et se superposant petit à petit pour nous donner une impression d'ensemble très exacte des phénomènes. (Ce qui a pu être vérifié aisément par photographie ultra-rapide.)

Ce procédé, que nous avons appelé « semi-stroboscopie », car il peut être réalisé simplement avec les stroboscopes électroniques, n'est fonction ni de la cadence des éclairs de la puissance d'éclairement, mais uniquement de la faible durée de chacun d'eux.

Nous avons surtout employé la semi-stroboscopie pour observer les différents aspects caractéristiques du jet aux différentes vitesses. Nous avons pu repérer la fréquence et l'endroit de l'éclatement des grosses gouttes, tout en faisant varier d'une manière continue les différents paramètres tels que vitesse du liquide et vitesse du courant d'air.

Nous avons aussi mesuré, par cette méthode, la longueur moyenne de la portion de jet liquide encore cohérent.

b) Photographie et cinématographie ultra-rapide à deux images.

Nous avons utilisé, pour ces deux techniques, une chambre à grand tirage (40 cm) et divers objectifs de courte distance focale (75 et 50 mm). L'image agrandie était formée sur plaque 9×12 cm à grain fin.

Les conditions de brièveté d'éclairement étaient particulièrement sévères pour les grossissements importants ou les grandes vitesses.

Nous estimons que la durée efficace de notre temps de pose était inférieure à 10^{-7} s, ce qui a été confirmé au cours de l'étalonnage du dispositif de cinéma à deux images.

En effet, bien que les procédés de la semi-stroboscopie et de la photographie ultra-rapide nous aient donné des renseignements précieux sur les formes et les aspects de la pulvérisation, nous avons voulu en reconstituer également le mouvement et son enchaînement.

Les techniques les plus récentes de la cinématographie ultra-rapide se trouvaient insuffisantes pour notre étude car une cadence d'un million d'images par seconde était nécessaire à l'observation du mouvement des plus fines goutellettes.

Or, si ces fréquences ont pu être atteintes très exceptionnellement, c'est au détriment de la qualité et de la taille des images, et elles n'ont encore été utilisées que pour l'étude des phénomènes lumineux par eux-mêmes [23].

Le procédé que nous avons utilisé ici diffère des méthodes classiques car il n'y a pas de déplacement de la surface sensible, ni de l'optique. Les images prises à des intervalles successifs sont superposées sur une même surface sensible immobile. Le nombre de ces images a été limité à deux, à cause de la complexité des photographies de pulvérisation.

Nous avons mis au point un appareil électronique ⁽¹⁾ permettant de déclencher deux éclairs successifs. Le temps séparant les deux étincelles pouvait être commandé par un circuit retard, l'intervalle minimal étant de 10^{-6} s.

Les temps de retard ainsi que la durée de l'étincelle ont été déterminés par les méthodes suivantes :

1° au moyen d'un oscillographe cathodique et d'une cellule photo-électrique permettant de mesurer sur l'oscillogramme (*fig. 9 A*) les temps de retard correspondant aux diverses positions du potentiomètre de commande, ainsi que la forme et la durée de chacun des éclairs ;

2° en cinématographiant, avec notre appareil, une balle de fusil se déplaçant à 780 m/s.

Nous avons utilisé la méthode des ombres de BOYS-DVORACK, et le déclenchement était obtenu par rupture d'une trame métallique (*fig. 9 B*).

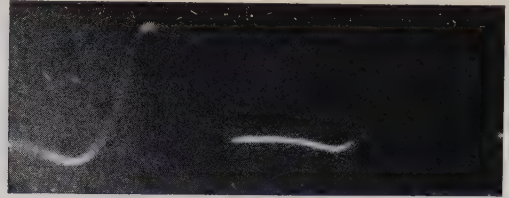
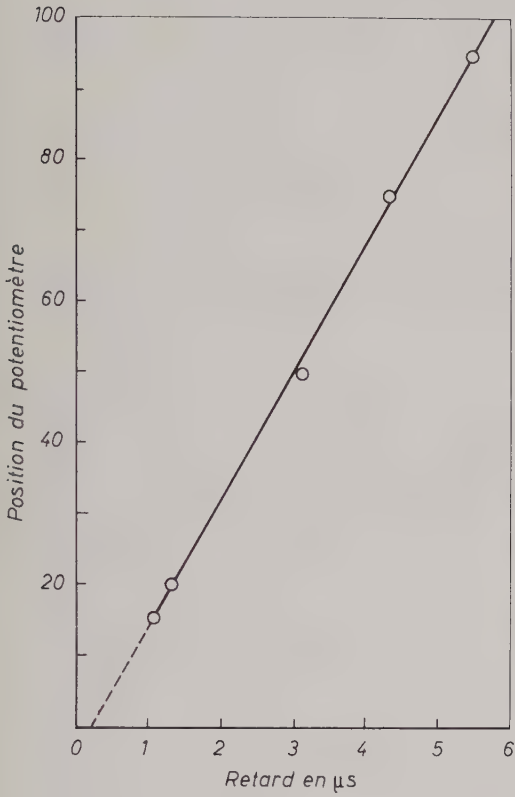
La *figure 9 B1* a été prise avec un retard moyen de 12 μ s, et les images de la balle et des ondes de choc sont nettement séparées.

La partie commune des deux images de la balle correspond à un manque total de lumière durant les deux étincelles. La partie située vers l'ogive a été impressionnée pendant la première étincelle, alors que la balle ne s'y trouvait pas encore. La partie située vers le culot a été impressionnée durant le second éclair. La différence d'intensité lumineuse du culot et de l'ogive permet de dire que la seconde étincelle est légèrement moins lumineuse que la première. Cette propriété nous permettra d'interpréter plus facilement les images complexes de la pulvérisation.

La *figure 9 B2* correspond au retard minimum de 1 μ s.

(1) Cet appareil a été conçu par M. DEVAUX, du Laboratoire Central d'Armement, que nous tenons à remercier ici, ainsi que la Direction de ce Laboratoire.

Seules les images de l'ogive et du culot de la balle sont nettement distinctes, l'onde de choc se déplaçant plus lentement. La netteté des images nous permet d'affirmer que le temps de pose photographique efficace de chaque éclair est inférieur à 10^{-7} s.

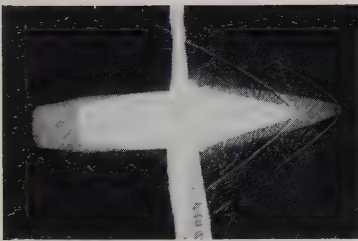


Oscillogramme retard 1,8 μs



Base de temps

A



Retard 12 μs

1



Retard 1 μs

2

B

Fig. 9. — Étalonnage de l'appareil à double étincelle

Ces temps de pose et ces fréquences sont, en général, suffisants pour l'étude de la plupart des phénomènes balistiques. Ils limitaient cependant l'étude de la pulvérisation ou de l'atomisation par voie photographique.

II. — MÉTHODE DE MESURE DIRECTE DE LA TAILLE ET DE LA RÉPARTITION DES GOUTTELETTES DES JETS PULVÉRISÉS EN MOUVEMENT

a) Principe.

Beaucoup de méthodes ont été employées pour mesurer les diamètres des gouttes et leur répartition au sein d'un jet pulvérisé [12].

Les comptages et les mesures s'effectuent, le plus souvent, après capture et immobilisation des gouttes. Les gouttes ont été solidifiées par procédés physicochimiques ou prélevées sur plaque, sur film liquide et, plus récemment, sur grille ultra-fine.

BRUN, CARON et VASSEUR [13] ont montré que ces procédés ont toujours une action sélective, les grosses gouttes ayant plus de chance d'être captées et les petites pouvant s'agglomérer. De plus, ces méthodes ne peuvent renseigner que difficilement sur la répartition des gouttes au sein du jet lui-même.

Seule, la méthode microphotographique directe présente l'avantage de ne pas perturber le jet et de représenter fidèlement sa configuration instantanée. Cette méthode a été utilisée, il y a déjà longtemps, pour donner des renseignements qualitatifs intéressants. Certains auteurs ont essayé de rendre le procédé quantitatif. Ils se sont heurté à des difficultés qui ne proviennent pas toutes de la technique instrumentale, mais découlent des principes mêmes de la mesure.

Etant donné qu'il s'agissait du comptage et de la mesure statistique d'un grand nombre de gouttes, de tailles très différentes, en vue de donner des résultats moyens, notre idée directrice a été la suivante :

— *il importe plus de ne favoriser aucune catégorie de gouttes l'une par rapport à l'autre, que d'avoir les dimensions très exactes de chacune des particules.*

Après avoir rappelé brièvement les travaux des auteurs utilisant cette méthode, nous exposerons notre mode opératoire.

b) Historique.

L'exploitation des clichés photographiques en vue de mesures est un problème qui semble simple et qui a été résolu dans la plupart des cas par l'utilisation d'optiques parfaitement corrigées, de surfaces sensibles fidèles et par une mise au point très soignée lorsque les objets sont dans un même plan.

Lorsque ceux-ci sont dans des plans différents, une grande profondeur de champ permet également d'avoir la restitution exacte des objets examinés. C'est le cas, par exemple, des prises de vues aériennes en vue de la cartographie.

Mais, lorsque les objets examinés sont répartis au hasard dans l'espace et que leurs dimensions imposent un fort grossissement, la profondeur de champ est si fortement diminuée que, sur une photographie, coexistent simultanément des images nettes parfaitement mesurables et des images floues dont il est impossible de discerner les contours.

La difficulté d'établir une distinction bien nette entre ces deux sortes d'images, et les conséquences très importantes qui en résultent pour la détermination de la taille

des objets avec un pourcentage d'erreur connu, n'est pas apparue clairement aux premiers auteurs qui ont tenté d'analyser l'injection et la pulvérisation par la méthode microphotographique.

C'est ainsi que, par exemple, LEE et SPENSER [14], en 1932, puis JUNG [15], en 1938, ont cherché surtout des résultats qualitatifs. Si les premiers de ces auteurs ont publié des courbes indiquant la répartition des gouttes en fonction de leur diamètre ils n'ont pas précisé la manière dont s'est effectué le comptage et il est probable qu'ils ne cherchaient à obtenir qu'une allure de courbe.

Or, nous verrons qu'une telle représentation faite sans précautions particulières est complètement faussée par la prépondérance des grosses gouttes sur les petites.

A partir de 1950, DODGE et COLI [16], FLEDDERMAN et HANSON [17] et surtout YORK et STUBBS [18] ont, à l'Université de Michigan, employé la méthode microphotographique en vue de résoudre quantitativement plusieurs problèmes techniques. Ils considèrent la profondeur de champ comme constante et indépendante de la dimension des gouttes, et prennent comme critérium de netteté un étalonnage comparatif avec des fibres de verre de dimensions connues. Ils remarquent cependant que la profondeur de champ calculée par les formules élémentaires est cinq fois plus faible que celle trouvée expérimentalement. Ces mêmes auteurs étudient la variation de la taille des images des gouttes en fonction de la densité des négatifs, et concluent que ces variations sont d'autant plus fortes que la taille des gouttes est plus faible.

Presque simultanément, en France, FERRIE et MANSON et Coll. à l'I.F.P., KLING et Coll., à l'O.N.E.R.A. [19] à [27], entreprennent l'étude de la structure des jets pulvérisés au moyen de la microphotographie et se préoccupent particulièrement de l'étalonnage. FERRIE et MANSON, expérimentant avec des gouttes recueillies sur sonde à fil de plexigomme, trouvent que la profondeur de champ est fonction du diamètre des gouttes [20], qu'elle est différente en avant et en arrière [24] et [26].

Le critérium de netteté utilisé par ces auteurs est le suivant :

— *l'image d'une goutte est considérée comme acceptable si son contour est suffisamment apparent pour qu'on puisse lui rendre tangentes les graduations d'une échelle d'épaisseur donnée.*

Ce critère leur sert à établir la courbe de profondeur de champ en fonction du diamètre des gouttes. Cette fonction a une allure parabolique et la profondeur de champ totale est comprise entre 2,6 et 8,5 mm pour des diamètres de gouttes variant entre 12,5 et 160 μ . Ces auteurs signalent également que, dans l'un de leurs montages, le grossissement était fonction de la distance au plan de mise au point. Ils donnent une explication sommaire du fait que la profondeur de champ n'est pas indépendante de la taille de l'objet considéré.

KLING et LEBŒUF [23], expérimentant suivant la même méthode avec un système optique différent et prenant pour objet à tester des billes de verre et de matière plastique, trouvent que la profondeur de champ est directement proportionnelle à la taille des billes pour une profondeur de champ comprise entre 0,08 et 1,7 mm et des diamètres de billes de 8 à 160 μ .

Enfin CHADEYRON et Coll. [27], ayant repris systématiquement les expériences de MANSON, après avoir modifié les conditions optiques, trouvent des courbes de

profondeur de champ ayant toutes la même allure parabolique, mais différentes pour un même cliché, suivant le mode de dépouillement et, pour un même sujet, suivant la densité du négatif.

Nous avons rassemblé sur le même graphique (*fig. 10*) les résultats de ces différents auteurs en joignant les nôtres, fondés sur les expériences que nous allons décrire.

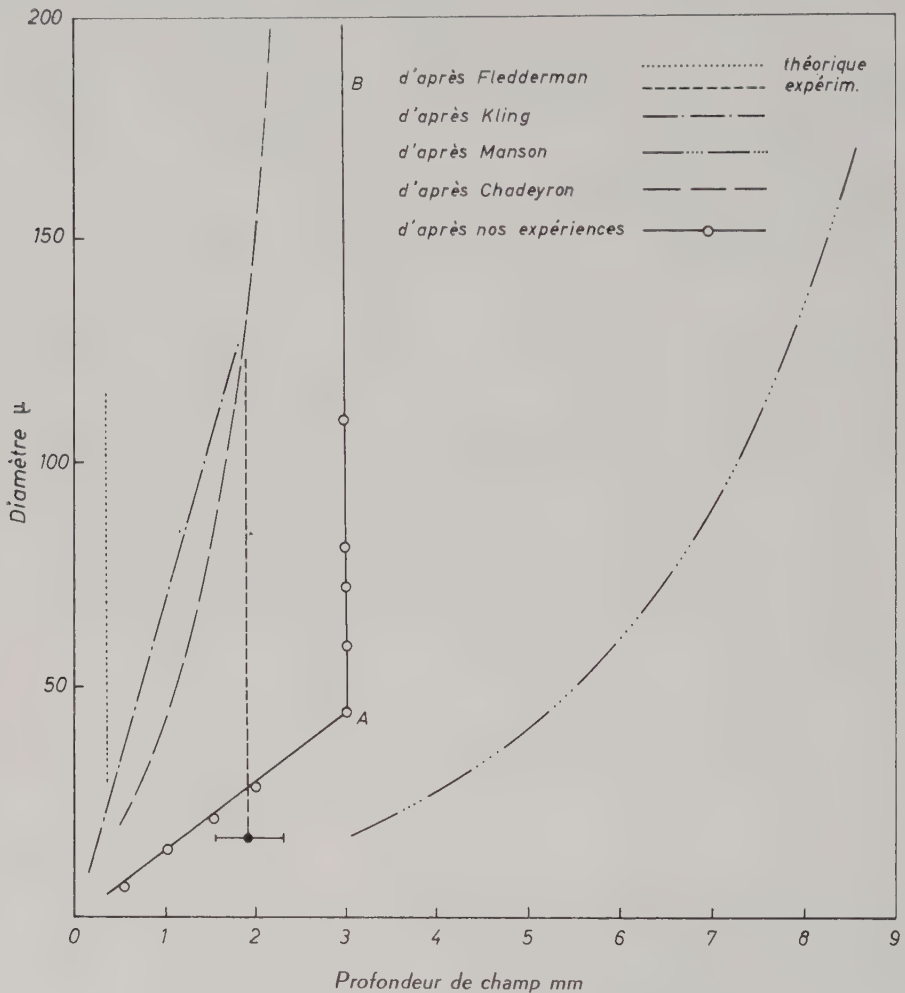


Fig. 10. — Courbes de profondeur de champ

c) Méthode expérimentale.

Les contradictions trouvées dans les résultats précédents et la nécessité absolue d'effectuer l'étalonnage pour chaque système optique utilisé nous ont conduit à une série d'essais systématiques rigoureux pour tester notre propre appareillage. Dans ce but, nous avons choisi pour objets des billes parfaitement sphériques, obtenues par ramollissement au four de poussières de verre. Nous en avons trié une vingtaine, toutes de dimensions différentes et dont les diamètres étaient compris entre 1 et 200 μ . Nous les avons disposées et groupées sur un micromètre oculaire servant de mire. L'attraction

due à l'électricité statique suffisait pour retenir les billes en place, ce qui nous a permis de les repérer et de les mesurer au microscope. Nous avons effectué notre étalonnage en utilisant le dispositif microphotographique instantané habituel. Pour cela, nous avons tiré un certain nombre de clichés successifs de la mire, en la déplaçant perpendiculairement à l'axe optique.

Les photographies ont été ensuite agrandies sur papier :

— nous avons d'abord effectué des agrandissements d'ensemble ($\times 20$) qui nous ont servi à la mesure de *la variation de la taille des images d'un objet de grande dimension en fonction de sa position par rapport au plan de mise au point* (fig. 14) (voir Appendice). L'objet étudié était, dans ce cas, le contour circulaire de la mire micrométrique d'environ 12 mm de diamètre réel ;

— nous avons fait, d'autre part, un agrandissement partiel ($\times 150$) de chaque plaque photographique dans la région du micromètre où se trouvait groupé l'échantillonnage des billes.

Ces agrandissements nous ont permis de faire le montage photographique de la figure 11.

Toutes les images des billes ont été découpées, et nous avons placé côte à côte les différentes images de la même bille, photographiée dans le plan de mise au point et dans des plans successifs distants de 0,25 mm.

L'examen de la reconstitution de la figure 11 nous a montré qu'il est difficile, pour un expérimentateur non exercé, de dire à partir de quelle taille une bille est trop floue pour être encore mesurable.

D'où l'incertitude sur la courbe de profondeur de champ qui en résultait.

L'étude théorique que nous avons faite des images d'objets situés en dehors du plan de mise au point (voir Appendice) nous a conduit à adopter deux critères différents suivant la taille des gouttes considérées. Ces critères nous permettent de rendre les mesures relativement indépendantes de l'observateur et d'établir *la forme* de la courbe de profondeur de champ.

Il nous a semblé raisonnable de considérer une bille comme mesurable lorsque sa dimension apparente ne s'éloignait pas trop de la dimension réelle.

Cette observation, à caractère subjectif, peut être précisée à l'examen de la figure 11 par les considérations suivantes :

1° les billes (ou, par extension gouttes sphériques) de diamètre inférieur à une dimension critique (ici 45μ) semblent s'évanouir littéralement à mesure qu'elles s'éloignent du plan de mise au point.

On les comptera jusqu'à ce qu'elles semblent toutes disparaître de la même manière.

Ce critère nous semble un des plus objectifs et l'erreur à craindre sur la dimension de chaque bille est compensée par le gain en précision sur le coefficient de correction, déduit de la courbe de profondeur de champ, à appliquer à chaque catégorie.

L'étude théorique du phénomène (voir Appendice) nous a montré qu'avec un tel critère la courbe de profondeur de champ était linéaire jusqu'au point A correspondant à la dimension critique, ce que nous vérifions expérimentalement (fig. 10) ;

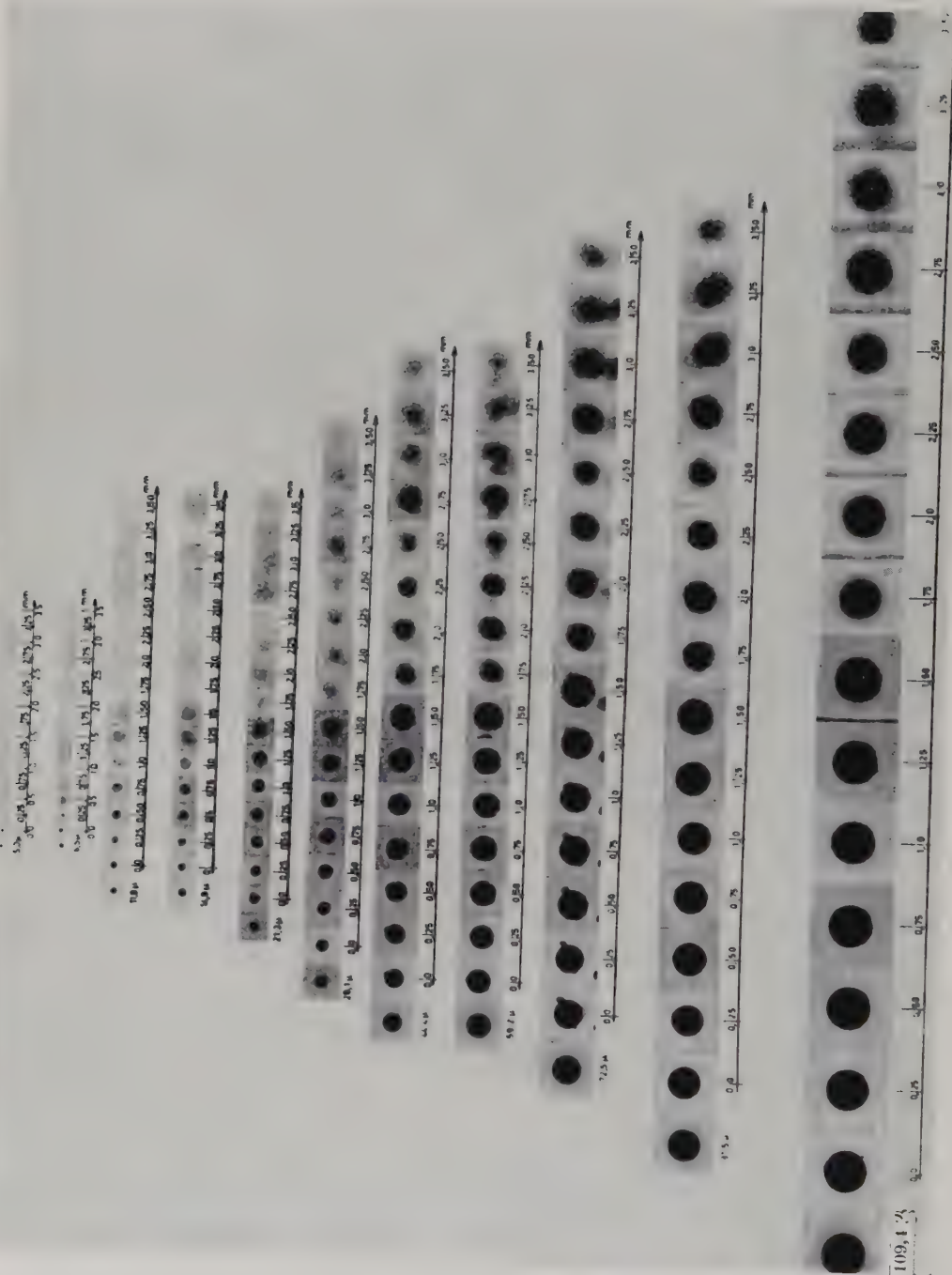


Fig. 11. — Images de billes dans différents plans de mise au point. La première bille de chaque ligne est un dessin à l'échelle

2° les billes de dimensions supérieures à $45\ \mu$ ne s'effacent plus. Notre étude théorique nous a montré que dans ce cas, les images sont entourées d'une couronne floue, dont les dimensions extrêmes sont indépendantes de la dimension de l'objet. Dans ces conditions, *il suffira de comparer un objet de largeur constante*, par exemple le fil d'un réticule, *à l'épaisseur de la couronne, pour déterminer si la bille est comprise dans les limites de la profondeur de champ*. Celle-ci sera donc constante et dépendra uniquement de l'épaisseur du fil.

Nous voyons qu'avec ces critères et l'étude théorique que nous avons faite, il n'est plus nécessaire de faire un étalonnage complet de toute la courbe de profondeur de champ. Expérimentalement, nous procéderons de la manière suivante :

1° nous nous fixerons, pour les gouttes supérieures à la dimension critique, la limite de flou admissible. La partie AB de la courbe de la *figure 10* sera ainsi déterminée et, par suite, le volume constant que nous adopterons comme volume unitaire et auquel nous rapporterons toutes les catégories de gouttes ;

2° nous choisirons ensuite un objet supposé inférieur à la dimension critique et nous chercherons à quelle distance du plan de mise au point il semble disparaître.

La portion OA sera ainsi entièrement déterminée et nous pourrons en déduire aisément les coefficients multiplicatifs nécessaires pour ramener au volume unitaire toutes les catégories de gouttes.

Les résultats obtenus avec cette méthode sur des jets pulvérisés seront exposés dans la deuxième partie de ce travail.

DEUXIÈME PARTIE

RÉSULTATS OBTENUS
ET INTERPRÉTATION

RÉSULTATS OBTENUS ET INTERPRÉTATION

INTRODUCTION

Parmi les très nombreux travaux théoriques et expérimentaux qui ont été effectués sur la pulvérisation, un très grand nombre de résultats a été fourni, depuis 1936, par des auteurs japonais. Nous allons en donner un bref aperçu.

La première note [28] qu'ils ont publiée décrivait leur appareillage et la technique de prélèvement et comptage qu'ils ont toujours utilisée par la suite. Ils utilisaient un obturateur et recueillaient les gouttes dans une petite cuve remplie d'huile. Les mesures étaient ensuite dépouillées au microscope.

A partir de ces comptages, ils ont déterminé, pour un pulvérisateur simple (composé d'une tuyère cylindrique d'un gicleur axial) et un liquide donné (eau distillée), la variation du diamètre moyen de SAUTER en fonction du rapport du débit d'air au débit de liquide, la vitesse du courant d'air étant maintenue constante.

Une deuxième note nous a montré [29] que, même pour d'autres pulvérisateurs à injection centrale, mais de formes et de dimensions diverses, ces paramètres suffisaient à caractériser complètement la pulvérisation.

Un troisième rapport [30] a trait à la fonction de distribution des gouttes entre les différentes classes de diamètres.

L'équation empirique qui s'en déduisait contenant trois constantes arbitraires, l'une étant choisie pour rendre la loi linéaire dans une représentation fonctionnelle semi-logarithmique, les deux autres étant alors caractéristiques de la dispersion et du diamètre moyen de SAUTER.

Un quatrième rapport [31] examinait les effets des propriétés du liquide sur la taille moyenne des gouttes.

Les effets de la viscosité μ ont été étudiés à l'aide de mélanges d'eau et de glycérine, et ceux de la tension superficielle σ à l'aide de mélanges d'eau et d'alcools éthylique et méthylique.

Les auteurs en ont déduit une formule empirique représentant la totalité de leurs expériences et exprimant le diamètre moyen d_{vs} en fonction des trois paramètres caractéristiques (μ , σ et ρ , masse spécifique) du liquide et des deux paramètres caractérisant le pulvérisateur (vitesse du courant d'air et rapport du débit d'air au débit de liquide).

Cette équation, bien que non dimensionnelle, a été par la suite souvent citée et utilisée par d'autres auteurs et vérifiée même pour des domaines où elle n'avait pas été expérimentée [32].

Un cinquième rapport [33] décrit quelques aspects de pulvérisations axiales obtenues par photographie instantanée stéréoscopique jusqu'à des vitesses de courant d'air de 60 m/s.

Par la suite, de nouvelles communications analysent d'autres modes de pulvérisation. En particulier, lorsque le liquide est amené par un conduit placé perpendiculairement à la tuyère d'arrivée d'air [5]. Les atomisations produites par la rupture des lames liquides formées à la surface de disques ou de coupes en rotation rapide sont aussi étudiées [34]. Plus récemment, une note résume des expériences et travaux théoriques sur l'injection des liquides issus de jets cylindriques, en l'absence de courant d'air [35].

Enfin, une étude très complète du fonctionnement des injecteurs tourbillonnaires (swirl atomisers) permet de prévoir les caractéristiques complètes de ce genre d'atomisation [36].

Il résulte de ces derniers travaux que si d'autres modes d'injection peuvent être supérieurs au point de vue uniformité par exemple, la pulvérisation pneumatique est encore un des meilleurs procédés pour obtenir une pulvérisation très fine.

C'est pourquoi nous avons repris certains points de ces études pour essayer d'obtenir sur la résolution des jets en gouttelettes sous l'influence d'un courant d'air, des informations nouvelles.

Celles-ci seront exposées dans cette deuxième partie suivant un ordre logique, en suivant le liquide à sa sortie du gicleur, lorsque la veine liquide est encore cohérente, puis en assistant à sa désagrégation proprement dite et, enfin, en considérant les conséquences de la désagrégation du jet lorsque tout le liquide est éparpillé en gouttelettes.

ÉTUDE DE LA PORTION DE JET NON RÉSOLUE

A la sortie du gicleur, le liquide présente, du moins tant que les vitesses ne sont pas trop élevées, une partie cohérente dont la portion initiale est stable et, en général, en mouvement permanent, la partie terminale donnant naissance aux gouttes étant au contraire instable.

I. — DÉTERMINATION DE LA LONGUEUR DE RÉOLUTION

La longueur de résolution des jets dans l'air au repos a fait l'objet de quelques déterminations expérimentales en vue de vérifier les théories de l'injection. Ainsi LITTAYE et SIESTRUNCK [37] ont étudié comment variait cette longueur dans la pulvérisation pneumatique. Ils ont été gênés, dans cette détermination, par la diminution rapide de la vitesse du courant d'air à quelque distance du pulvérisateur.

Nous avons repris cette étude dans le carburateur expérimental, où nous avons un champ bien uniforme sur une grande longueur.

Nos observations [38] nous ont montré que la macrophotographie instantanée, si elle est un guide précieux dans l'étude qualitative des formes du jet, est difficile à interpréter lorsqu'il s'agit de repérer l'extrémité d'un jet pulvérisé.

En effet, indépendamment du grand nombre d'images nécessaires à la détermination moyenne de la longueur du jet, on peut hésiter entre la goutte qui se détache et le filet terminal qui reste après son départ, la longueur de résolution pouvant varier du simple au double suivant l'instant du cliché, toutes les autres conditions restant identiques.

La méthode semi-stroboscopique, si elle n'élude pas complètement cette difficulté, est un progrès considérable dans la détermination exacte de ces longueurs. En effet, en adoptant une cadence moyenne de vingt images par seconde, par exemple, quelques instants d'observation suffisent pour une très bonne détermination d'un point de mesure. D'autre part, cette méthode permet de maintenir cette longueur constante en faisant varier de façon continue les autres paramètres (vitesse de courant d'air et débit de liquide).

A partir d'une certaine vitesse de courant d'air, il devient impossible de déterminer une longueur de résolution, la portion initiale du jet n'ayant plus un mouvement permanent et les gouttes se détachant par filets instables dès la sortie du gicleur.

II. — INFLUENCE DES PARAMÈTRES FONDAMENTAUX ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Parmi les paramètres conditionnant le phénomène, nous nous sommes bornés à étudier ceux que nous pouvions faire varier d'une manière continue, c'est-à-dire : la vitesse V du courant d'air et la vitesse v du liquide (eau distillée) déduite à partir du débit Q_1 .

Nous avons d'abord tracé les courbes à débit liquide constant (*fig. 12 a*). Pour un faible débit liquide, ($\sim 0,3 \text{ cm}^3/\text{s}$), et une vitesse V nulle ou très faible, le jet, sous l'influence de la pesanteur, avait une légère courbure.

Nous avons mesuré la longueur réelle du jet parabolique. La vitesse V croissant, la longueur du jet augmente d'abord légèrement, l'air ayant tendance à le redresser. Puis, la longueur décroît rapidement et tend asymptotiquement vers un minimum.

Nous avons remarqué que ce dernier était situé peu après le maximum de l'accélération dans le sillage du gicleur (voir 1^{re} partie, *fig. 5 a*) et qu'il est indépendant du débit liquide, tout au moins dans le domaine étudié ($0,1 < Q_1 < 1 \text{ cm}^3/\text{s}$).

Il faut donc penser qu'à partir d'une certaine vitesse, l'accélération est cause d'une perturbation suffisamment prononcée pour produire une striction du jet.

Pour des débits liquides plus importants ($0,5 \text{ cm}^3/\text{s}$ et plus), permettant d'atteindre la longueur minimale à des vitesses plus élevées, on remarque une discontinuité dans la courbe pour une vitesse critique d'environ 55 m/s .

L'examen des photographies montre que cette vitesse correspond au passage d'un régime à l'autre.

Ce phénomène est à relier au mode de résolution que nous étudierons dans le chapitre suivant.

Nous avons poursuivi nos recherches en opérant à longueur de jet constante.

En effet, une augmentation de débit liquide accroît la longueur de résolution L .

Au contraire, à partir d'une certaine vitesse de courant d'air, un accroissement de V produit une diminution de L .

On conçoit ainsi qu'en faisant croître V et Q_1 on puisse maintenir rigoureusement constante la portion de jet non résolue.

À l'examen des courbes (*fig. 12 b*) on constate que la vitesse V croissant, il faut tout d'abord diminuer légèrement le débit liquide, et les courbes passent par un minimum.

Elles croissent ensuite très rapidement pour atteindre un point d'arrêt, après lequel le jet se raccourcit quelle que soit la pression d'injection du liquide.

Pour de faibles longueurs L , les débits liquides sont très voisins et nous avons même trouvé des points communs correspondant à un régime transitoire dont l'établissement marque la limite brutale entre deux régimes que nous étudierons dans le prochain chapitre.

Pour une même vitesse V , la longueur L peut avoir deux valeurs distinctes et passe de l'une à l'autre d'une manière discontinue sans influence extérieure visible.

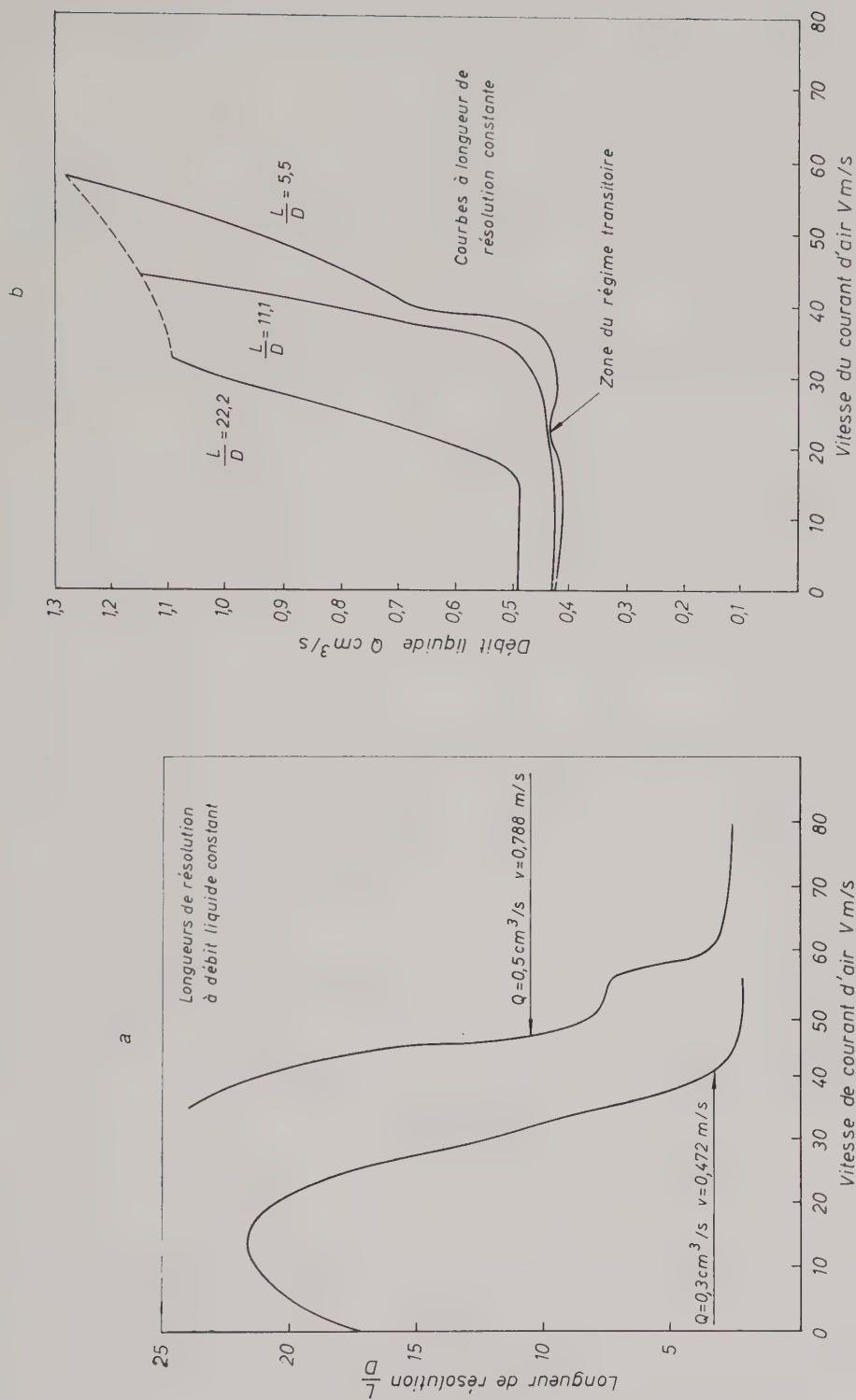


Fig. 12

On pourrait rapprocher ce phénomène du changement de régime dans les canalisations. La période du transitoire ici trouvée est assez longue (une dizaine de secondes en moyenne) et correspond à des limites très précises de vitesse de courant d'air, celle-ci étant comprise entre 23 et 25 m/s.

Dans cette zone, certaines longueurs sont interdites, ce qui entraîne une discontinuité dans le réseau des courbes.

Cette étude préliminaire de la portion de jet non résolue nous a donc montré les singularités qui n'avaient pas encore été mises en évidence et que nous n'avons pu déceler que grâce au soin que nous avons pris à stabiliser nos paramètres et à améliorer nos procédés de détection.

L'étroite liaison existant entre ce domaine et celui qui lui fait suite, c'est-à-dire la résolution du jet proprement dite, et que nous allons maintenant étudier, permettra de clarifier et de préciser nos idées sur le mécanisme global de la naissance des gouttes.

ÉTUDE DU MÉCANISME DE RÉOLUTION DES JETS

L'objet de ce chapitre est d'étudier ce qui se passe durant l'éclatement du jet jusqu'au moment où il est réduit à l'état de brouillard entièrement formé de gouttes sphériques.

Notre méthode de recherche a été guidée par des idées directrices puisées à trois sources différentes que nous retrouverons tout au long de l'exposé.

1° Nos propres observations dans le carburateur expérimental, faites soigneusement avec des moyens expérimentaux assez divers (bonne stabilisation et bonne définition des paramètres hydrodynamiques et possibilité d'observation continue en faisant varier ces paramètres).

2° L'utilisation de travaux empiriques sur la pulvérisation (NUKIYAMA [31], par exemple), en vue de savoir quelles sont les variables qui interviennent et dans quelle mesure.

3° L'utilisation de travaux très différents, qui n'ont trait à la pulvérisation proprement dite qu'indirectement, et qui se rapportent aux éléments que nous avons pu observer, au cours de la désagrégation du jet : lames, gouttes et filaments.

Nous distinguerons, comme l'ont fait SIESTRUNCK [39] et LITTAYE [40], le régime de guttation, qui se produit à basse vitesse et sur lequel nous ne nous étendrons pas, et le régime de pulvérisation qui fera l'objet d'une étude plus approfondie. Nous n'étudierons pas le régime de la « deuxième atomisation » qui lui fait suite car, comme l'a fait remarquer KLING [41], les phénomènes d'évaporation y sont trop importants et les grandeurs à mesurer n'étaient pas accessibles à nos méthodes de mesure.

I. — DESCRIPTION DES DIFFÉRENTS MODES DE RÉOLUTION DES JETS

A. — Régime de guttation.

Une des premières théories sur la rupture des jets liquides a été faite en 1878 par Lord RAYLEIGH [42]. Elle s'appliquait à des jets sans viscosité, se rompant à basse vitesse dans l'air au repos.

Complétée par la suite par les travaux expérimentaux de HAENLEIN [43], HOLFELDER [44] et les calculs de WEBER [45], TOMOTIKA [46], puis de LITTAYE [10] et, récemment, de TANASAWA et TOYADA [35], ces résultats s'appliquent d'une manière

satisfaisante aux jets débouchant à faible vitesse dans l'air au repos et, par conséquent, au premier stade de désagrégation observé dans notre appareillage, lorsque la vitesse V du courant d'air est suffisamment faible pour ne pas avoir une action prépondérante.

Nous avons constaté que le premier effet de l'action de l'air à ces basses vitesses est un aplatissement des gouttes dans une direction perpendiculaire à la vitesse.

B. — Régime de pulvérisation.

Des travaux ayant trait à la carburation proprement dite et reposant sur l'observation par photographie ultrarapide ont été faits, d'abord par SCHEUBEL en 1927 [47] et SAUTER en 1928 [48], et ont servi de base à la théorie des ligaments de CASTLEMANN [49]. Par la suite, NUKIYAMA et TANASAWA [33] et LITTAYE [40], ayant entrepris l'étude systématique de la pulvérisation sous l'action des courants d'air, ont distingué plusieurs régimes de résolution du jet.

A partir d'une vitesse critique, le régime de guttation fait place au régime de pulvérisation, c'est-à-dire rupture de gouttes sensiblement de la grosseur de l'orifice en gouttes plus fines par éclatement.

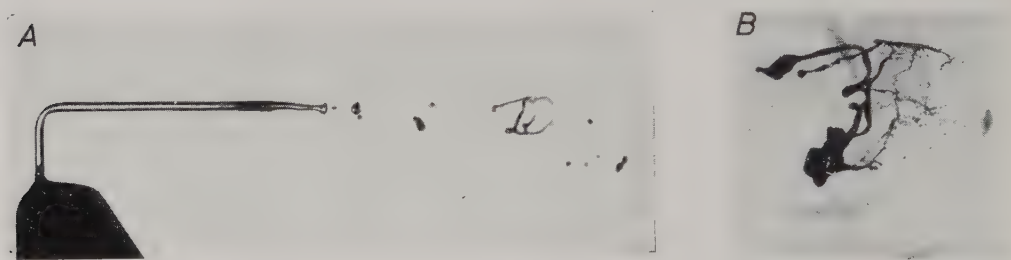


Fig. 13. — Eclatement de bulles isolées à la vitesse critique
Liquide : eau distillée, $U = 26$ m/sec
A : 1^{re} phase, avant éclatement.
B : 2^e phase, pendant l'éclatement.

Nos propres expériences ont permis de préciser que cet éclatement se produisait sous forme de lame liquide [38] et [50] et qu'il était soumis aux lois exposées par LANE [51] sur les gouttes isolées tombantes ou soufflées.

La vitesse critique d'établissement de ce régime correspondait au régime transitoire signalé au chapitre précédent et, dans un petit intervalle au voisinage de cette vitesse, les deux régimes, guttation et pulvérisation, peuvent exister alternativement.

Le débit liquide doit cependant, pour obtenir ce régime transitoire, amener la veine liquide cohérente au voisinage d'une certaine longueur comprise, dans nos expériences, entre 0,5 et 1 cm.

Dans ces conditions (fig. 13 A), la veine liquide se rompt régulièrement ; les grosses gouttes se détachent, s'enflent en forme de parachute dont la concavité est placée dans la direction du gicleur.

La membrane centrale se rompt ensuite, projetant des gouttes très fines et très homogènes (20μ environ) dans des directions radiales.

L'anneau formant la base du parachute se brise en un chapelet de gouttes régulières de dimensions plus importantes ($\approx 100 \mu$).

Il existe avec ces deux sortes de gouttes, des gouttes plus grosses ($300 < d < 1\,000 \mu$) dont la dimension est inférieure à la dimension critique d'éclatement, et qui sont des satellites provenant de la scission du jet (*fig. 13 B*).

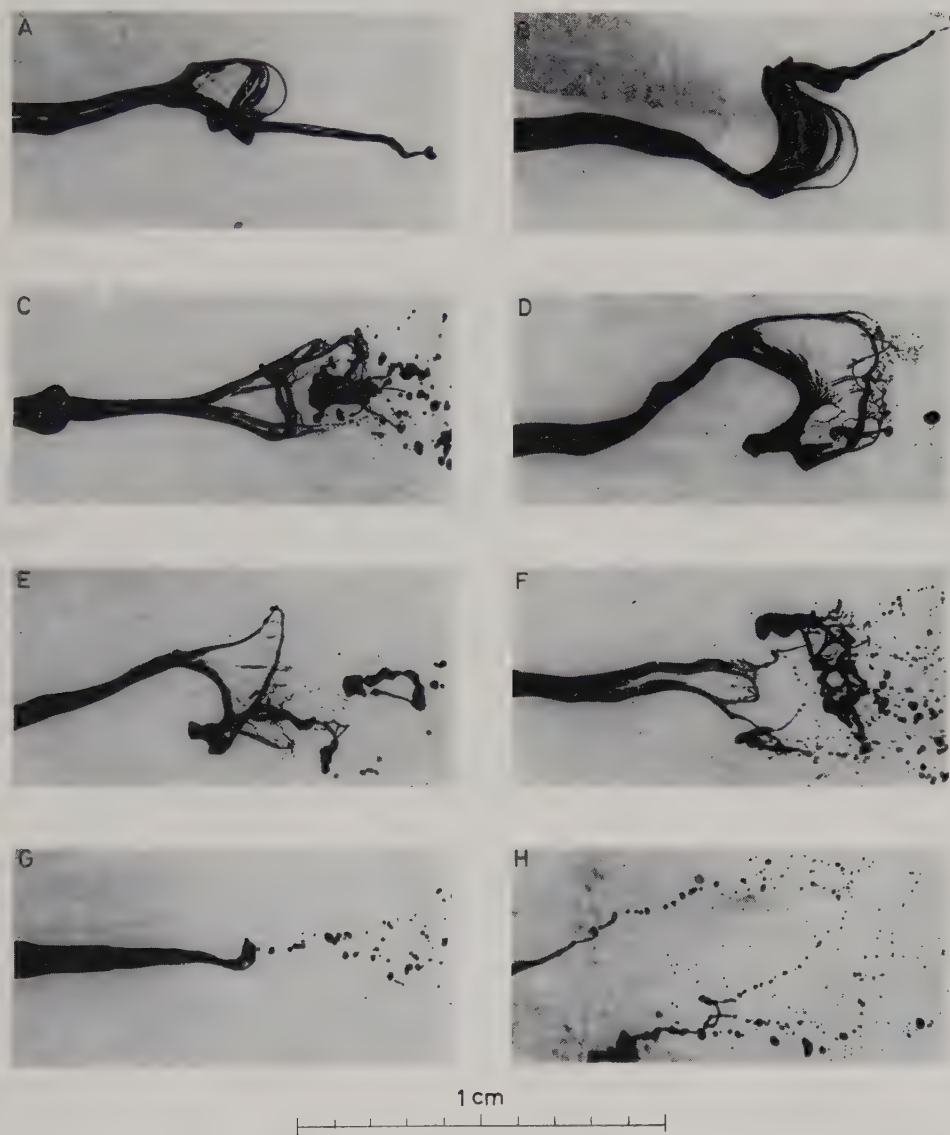


Fig. 14. — Eclatement en nappe à une vitesse supérieure à la vitesse critique

Liquide : eau distillée. Débit liquide : $0,45 \text{ cm}^3/\text{sec}$.

A, B, C, D, H : $U = 10 \text{ m/sec}$. E : $U = 46,5 \text{ m/sec}$.

F : $U = 57 \text{ m/sec}$. G : $U = 61,8 \text{ m/sec}$.

Lorsque la vitesse croît ($25 < V < 50 \text{ m/s}$), ces dernières n'ont plus le temps de se former distinctement et s'étirent en filet liquide reliant les nappes entre elles et battant transversalement à la manière d'une lanière de fouet (*fig. 14 A et B*).

La fréquence des éclatements en nappe des plus grosses gouttes croît avec la vitesse pour atteindre un maximum vers 30 m/s.

La vitesse croissant encore, l'extrémité même du jet peut s'étendre complètement et s'étaler symétriquement, soit en fourche, soit en champignon (*fig. 14 C, D, E et F*).

La position de la rupture du jet change vers 55 m/s, le jet se scindant alors à une distance du gicleur sensiblement indépendante du débit Q_1 et de la vitesse V .

La partie du jet non résolue est caractérisée par sa forme conique (*fig. 14 G*), ce que l'on peut facilement observer sur les photographies en remarquant l'absence de caustique linéaire caractérisant un jet cylindrique.

Les ligaments deviennent plus nombreux, plus fins et de formes plus tourmentées.

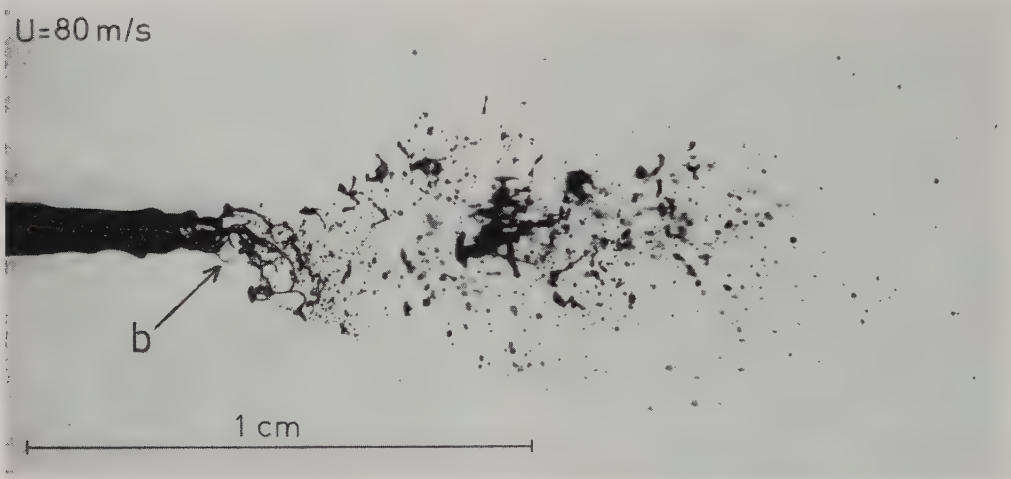


Fig. 15. — Eclatement à vitesse élevée. Liquide : eau distillée. En b formation de bulle

Les éclatements en lame ont aussi des contours plus irréguliers et s'appliquent à des amas de dimensions décroissantes à mesure que la vitesse V augmente, ce qui les rend plus difficiles à observer.

On voit par exemple (*fig. 15*), une bulle se formant à l'extrémité du jet, dans le carburateur expérimental, pour une vitesse V de 80 m/s.

Cette formation se retrouve également dans l'aérogaphe à des vitesses plus élevées et avec des liquides différents (*fig. 16 A et B*).

En résumé, on peut donc distinguer deux processus fondamentaux dans la résolution des jets liquides sous l'influence des courants d'air :

1° un entraînement violent d'amas plus ou moins gros, s'étalant sous formes de lame mince à base épaisse, éclatant brutalement ;

2° un étirement progressif de ligaments de liaison se scindant en gouttes de toutes tailles.

Dans ces deux processus, les forces qui interviennent principalement sont les suivantes : les forces de tension superficielle et de viscosité d'une part, qui s'opposent à la division du jet, et, d'autre part, les forces d'inertie qui causent des différences de pression sur les éléments liquides en mouvement par rapport à l'air.

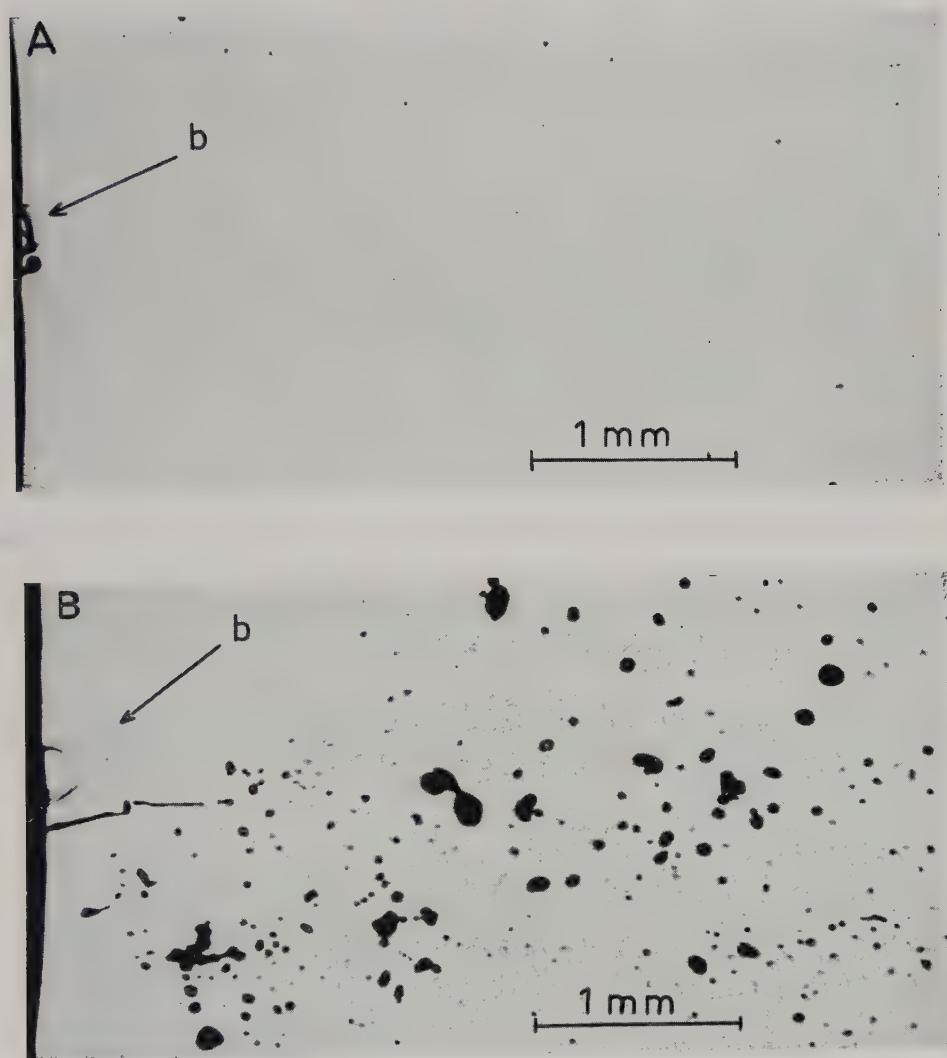


Fig. 16. — Éclatement en nappe dans l'aérogaphe. $U = 100$ m / sec
A : liquide visqueux $\nu = 18,4$ centistokes à 20°C
B : eau distillée à 23°C

Le nombre de Weber, qui représente le rapport entre les forces de tension superficielles et celles de pression, n'est la principale variable à considérer que dans la mesure où les forces de viscosité et celles d'inertie sont négligeables, comme c'est, en particulier, le cas dans l'éclatement en lame. La difficulté de son utilisation est que, aux grandes vitesses relatives de courant d'air, cet éclatement intéresse des portions liquides trop

complexes pour être caractérisées par une dimension et une vitesse unique. De plus, la tension superficielle est une grandeur mal définie dynamiquement et dont la valeur diffère beaucoup pour une surface liquide formée depuis très peu de temps et une surface au repos depuis quelques instants.

Il faut d'ailleurs distinguer la tension superficielle intrinsèque, c'est-à-dire due à la nature propre du liquide et celle qui est due à l'adjonction d'agents tensioactifs, sans action sur la pulvérisation.

Pour ces raisons, il nous était donc difficile d'entreprendre d'une manière systématique l'étude expérimentale de l'influence de ces paramètres sur le mécanisme de la pulvérisation.

Notre méthode a été de passer en revue les études qui se rapportaient aux principaux modes de désagrégation des liquides que nous avons pu remarquer expérimentalement, c'est-à-dire la résolution en lame et l'étirement en ligament donnant naissance aux gouttes.

La confrontation de ces résultats, qui ont été obtenus indépendamment et dans des conditions très différentes, nous facilitera la compréhension du phénomène et nous permettra d'expliquer, dans une certaine mesure, l'influence des différents paramètres sur l'atomisation pneumatique.

II. — ÉTUDE PARTICULIÈRE DE DIFFÉRENTS MODES DE RÉOLUTION

A. — Résolution en lame.

a) LAMES STABLES.

Quelques expérimentateurs ont étudié par voie photographique la formation et la stabilité de lames liquides permanentes [52], [53] et [36].

Ils ont utilisé des injecteurs spéciaux, tels qu'injecteurs tourbillonnaires, disques tournants, orifices de forme elliptique ou rectangulaire.

La désagrégation de ces lames se produit de diverses manières :

1^o sous forme de vagues périodiques dont la crête se brise. Ici, l'influence du milieu ambiant est prépondérante et les vagues ne se produisent plus hors d'une injection dans le vide ;

2^o sous forme de déchirures circulaires à l'intérieur des nappes, reliées ou non par des ligaments dont l'épaisseur est celle de la nappe liquide.

Les trous sont favorisés par l'adjonction au liquide de base de fines particules solides ou liquides possédant la propriété d'être mouillées. L'huile soluble, par exemple, donne naissance à des membranes perforées, quelquefois dès la sortie de l'injecteur ;

3^o plus généralement, sous forme de filets périphériques radiaux, dont l'épaisseur est un peu supérieure à celle de la lame liquide. En effet, le pourtour de la lame se replie en forme de bourrelet dont sont issus ces filets.

Pour les liquides purs, les lames sont d'autant plus sujettes à la formation de vagues et de trous centraux que la tension superficielle est plus grande.

L'influence des agents tensioactifs est sans effet notable, la vitesse de désagrégation étant trop grande pour qu'ils aient le temps d'agir en surface.

Les nappes sont d'autant plus stables sur leur pourtour, et s'étendent donc d'autant plus loin que la viscosité est plus grande.

L'influence de la masse spécifique du liquide est faible.

Cependant, il nous semble ressortir des photographies et des mesures de DAMBROWSKI et FRASER [53], que, quelles que soient les caractéristiques des liquides employés (pour des tensions superficielles comprises entre 24 et 540 dynes/cm, des viscosités comprises entre 0,46 et 5,3 centipoises et des masses spécifiques comprises entre 0,8 et 13,6 g/cm³), ces lames ont toujours sensiblement la même épaisseur dans la zone de résolution, et donnent naissance à des gouttes ayant des diamètres qui sont fonction directes de cette épaisseur.

b) ECLATEMENT DES GOUTTES ISOLÉES SOUS FORME DE LAME.

En appelant V la vitesse relative de la goutte de diamètre D par rapport à l'air, HINZE [54], s'appuyant sur les expériences de MERRINGTON et RICHARDSON [55], a vérifié que la rupture des gouttes se produisait pour une même valeur du produit $V^2 D$.

La valeur numérique de cette constante a été précisée par LANE [56] qui a montré que cet éclatement se produisait sous formes de lames.

En prenant D en millimètres et V en mètre/seconde, il trouve pour l'eau distillée :

$$V^2 D = 612 .$$

En considérant que les forces de pression s'exerçant sur la goutte la rompent quand elles excèdent les forces de cohésion dues à la tension superficielle, on peut écrire :

$$C \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 = \frac{4 \sigma}{D}$$

où C est le coefficient de résistance de la goutte, ρ la masse spécifique de l'air et σ la tension superficielle du liquide.

En prenant une valeur moyenne du coefficient de résistance pour la sphère aux nombres de Reynolds considérés de 0,4, on devrait trouver pour l'eau une valeur de $DV^2 = 1\,200$, soit environ double de celle trouvée expérimentalement.

Cette discordance s'expliquerait par la modification de forme de la goutte avant rupture.

Les photos instantanées montrent en effet, que la sphère de liquide isolée se déforme en une lentille aplatie dans une direction perpendiculaire à la vitesse, ayant un maître-couple et un coefficient de résistance différents.

Les travaux de HINZE [57] montrent que, pour des valeurs de la tension superficielle variant entre 28 et 475 dynes/cm, la valeur de V est bien proportionnelle à $\sqrt{\frac{\sigma}{D}}$.

Les forces de pression et celles de tension superficielle peuvent être combinées en un nombre sans dimension, le nombre de Weber W , et défini comme suit :

$$W = \rho \frac{V^2 D}{\sigma} .$$

La rupture se produit lorsque W excède une valeur critique voisine de 10.

La viscosité n'a une influence que lorsqu'elle est très grande ; elle retarde alors cette rupture.

c) SEUIL DE PULVÉRISATION.

Les études de LITTAYE [40] sur le passage du régime de guttation à celui de pulvérisation expliquent la transition des deux régimes par l'effet de sillage.

La condition à remplir pour que les gouttes n'éclatent pas est la suivante :

$$C \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 \leq \frac{4 \sigma}{D} \gamma$$

γ étant un facteur constant à déterminer expérimentalement.

Dans le cas d'un jet sortant d'un tube allongé de diamètre d , le diamètre des gouttes D a pour valeur moyenne $D = 1,89 d$ [58].

Connaissant le diamètre intérieur de l'orifice et la vitesse de transition des deux régimes, il est donc possible d'évaluer le produit $V^2 D$. Nous obtenons d'après les expériences de LITTAYE, une valeur de 1 100 et d'après les nôtres, dans le carburateur expérimental, 1 230, soit une bonne concordance.

La semi-stroboscopie nous a permis de localiser de façon très nette le passage d'un régime à l'autre. Nous avons pu voir ainsi qu'il s'agissait bien du passage de la rupture du jet par étirement à celui de la rupture des gouttes en forme de lame (*fig. 13 A et B*).

d) CONCLUSION.

Nous pouvons donc voir, en rapprochant tous ces résultats, que le processus de rupture en lame est identique pour une goutte isolée, pour une nappe formée artificiellement, ou pour un jet liquide soumis à un courant d'air.

Les conclusions faites pour l'une seront donc valables pour l'autre et l'on pourra affirmer qu'au voisinage du nombre de Weber critique, la variable primordiale sera la tension superficielle, et celle-ci conditionnera le seuil d'arrivée de ce mode de rupture, ainsi que le maximum de taille des gouttes pouvant exister dans un jet donné, du moins tant que la viscosité ne sera pas trop grande.

Son établissement sera brusque et discontinu. Il donnera naissance à des gouttes dont le diamètre sera du même ordre de grandeur, même pour des liquides différents.

Cependant, de même que dans la rupture de jets à faible vitesse les gouttes principales sont accompagnées de gouttelettes satellites, la pulvérisation par éclatement en lame est toujours mêlée à celle due à l'étirement des ligaments de liaison.

B. — Résolution en filament.

CASTLEMANN [49] a montré qu'une étape nécessaire à la pulvérisation était l'allongement du liquide en forme de ligaments, ceux-ci se rompant ensuite en gouttes de la taille observée finalement.

Nos propres observations nous ont montré que cette affirmation était exacte, mais le processus en est plus complexe qu'il ne s'imaginait à l'examen des photographies de SCHEUBEL [47].

En effet, il n'y a qu'une partie des gouttes qui se forme directement à partir de l'éirement du jet en forme de fil. L'autre partie passe par le stade intermédiaire de nappe liquide que nous venons d'étudier.

a) GOUTTES TOMBANTES.

De nombreux auteurs ont étudié les lois de l'écoulement des liquides sous forme de gouttes [59], [60].

Récemment, TANASAWA et TOYODA [35] ont étudié en détail la formation des gouttes tombantes issues d'un tube cylindrique vertical.

Considérons, avec ces auteurs, les gouttes tombantes avant qu'elles ne se soient détachées de leur support.

L'équilibre de la goutte est réalisé lorsque les forces de tension superficielle égalent les forces de pesanteur.

Une donnée supplémentaire, telle que le rayon de courbure au sommet ou la distance du sommet à la base, suffira pour déterminer la forme du contour d'une goutte d'un liquide donné, s'appuyant sur une base de diamètre extérieur D donné.

Ces contours permettront de déterminer le volume maximal pour lequel l'équilibre de la goutte est encore satisfaisant.

En comparant les volumes ainsi calculés avec ceux déterminés expérimentalement après la chute des gouttes, les auteurs se sont aperçus que le poids théorique des gouttes pendantes n'était pas celui des gouttes tombées.

Un nouveau facteur intervient, la période τ s'écoulant entre la chute de deux gouttes principales successives.

En effet, lorsque la goutte se détache, elle se décompose généralement en une goutte principale et des gouttelettes satellites, formées à partir du ligament auquel elle était suspendue.

Avec un tube de diamètre extérieur D et un liquide de viscosité moyenne, le nombre de gouttes satellites décroît lorsque la période τ croît.

Avec ce même liquide, une période τ constante et des diamètres D de plus en plus faibles, le nombre des gouttes satellites décroît jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que les gouttes principales.

D'autre part, dans les mêmes conditions, un diamètre D très grand peut donner lieu à plusieurs régimes.

Le cas théorique où la surface de base ne serait pas mouillée donnerait lieu à un diamètre limite au-dessus duquel le poids des gouttes pour $\tau \infty$ n'augmenterait plus.

Dans le cas où la surface serait parfaitement mouillée et l'alimentation de la goutte suffisante, une modification des conditions aux limites permet de calculer un diamètre limite environ double du précédent.

Mais il s'agit d'un état instable qui ne se rencontre pas avec les tubes compte-gouttes et que les auteurs ont trouvé cependant au bord des lames liquides formées avec les disques tournants.

Les lois expérimentales dont nous avons décrit les cas limites sont représentées par une courbe unique utilisant les grandeurs réduites sans dimension C_D et C_W , appelées coefficient de diamètre extérieur et coefficient de poids et définies ainsi :

$$C_D = \frac{D}{\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{et} \quad C_W = \frac{W}{\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

où :

- D est le diamètre extérieur du tube ;
- W le poids des gouttes tombantes à $\tau \infty$;
- ρ la masse spécifique du liquide ;
- σ la tension superficielle.

Il est à remarquer que cette loi expérimentale $C_W = f(C_D)$ reste valable quelle que soit la viscosité.

Cependant, quand cette viscosité est très forte, il est difficile d'atteindre le $\tau \infty$, et il faut extrapoler.

Dans ce cas, on remarque que le ligament de liaison s'allonge très fortement, jusqu'à former un fil de grande longueur se rompant en une multitude de gouttelettes,

La similitude des aspects de ces phénomènes avec ceux produits durant la rupture des ligaments nous a conduit à penser qu'ils se produisaient d'une manière analogue dans notre étude de la résolution des jets liquides. L'accélération, très rapidement variable, due à l'action de l'air sur des masses liquides plus ou moins importantes, en modifie légèrement les conditions, mais les conclusions suivantes peuvent cependant être retenues :

Les systèmes élémentaires donnant lieu en dernier ressort aux gouttes proviennent du bord des nappes liquides ou de portions irrégulières s'étirant en filaments.

Ceux-ci se rompent d'une manière analogue aux gouttes pendantes, et donnent naissance, en général, à des gouttes principales et des gouttelettes satellites.

Lorsque le ligament de liaison est court, il n'est pas cylindrique et les gouttelettes auxquelles il donne naissance ont des tailles très variées.

Lorsque le ligament de liaison est long (viscosité très grande), il est cylindrique sur une grande longueur et se partage en gouttelettes très régulières.

Ces deux aspects sont bien visibles sur la *figure 17* qui montre la rupture finale d'un liquide non visqueux et de liquides visqueux, à la même vitesse de courant d'air.

Dans un phénomène aussi complexe, il est difficile de vérifier quantitativement que le processus de rupture des gouttes tombantes soit le même que celui de la rupture des filaments liquides, et d'affirmer que les lois reliant les différents paramètres à la taille des gouttes soient les mêmes dans les deux cas.

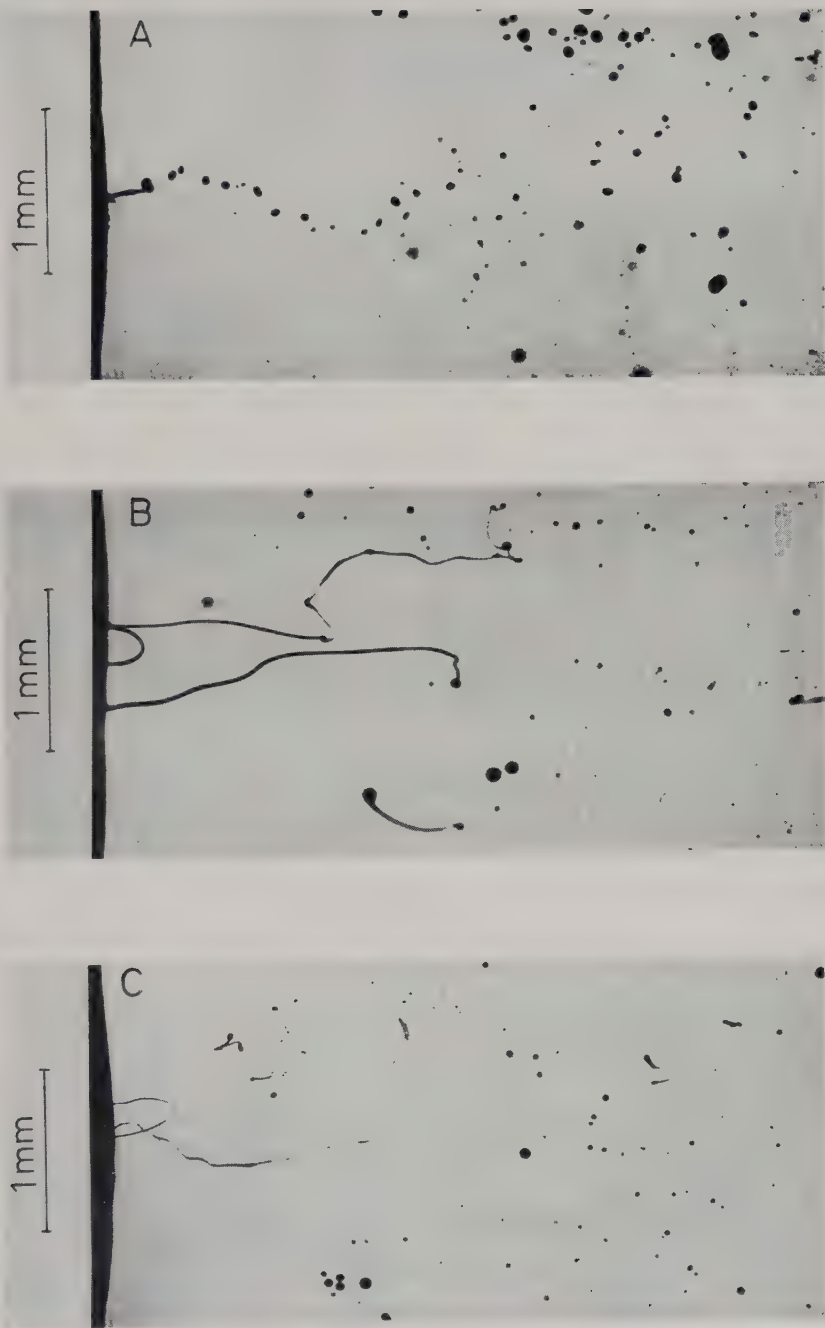


Fig. 17 — Résolution en ligament dans l'aérographe. $U = 100$ m/sec

A : eau distillée	$\nu = 1$ centistoke	$\sigma = 72,7$ dynes/cm
B : goménol	$\nu = 18,4$ centistokes	$\sigma = 38,8$ dynes/cm
C : dibutylphthalate	$\nu = 19,1$ centistokes	$\sigma = 34,4$ dynes/cm

Ceci nous semble cependant plus légitime que de rapprocher les phénomènes précédents, essentiellement non permanents, de la rupture des jets liquides étudiés expérimentalement par HAELEIN [43], LITTAYE [10] et nous mêmes dans le premier chapitre de cette deuxième partie et, théoriquement, par RAYLEIGH et WEBER [45] et qui supposent essentiellement le mouvement permanent.

b) GOUTTES ISSUES DE LA RUPTURE DES JETS.

Si nous diminuons la période τ d'émission des gouttes, il arrive un moment où le jet se forme à la sortie du tube.

Il est facile de reconnaître cet instant, car le poids des gouttes qui, comme nous l'avons vu, croissait lorsque la période diminuait, décroît brusquement.

De plus, ce poids n'est plus fonction du diamètre extérieur du tube, mais du diamètre intérieur ou plutôt, compte tenu de la contraction, du diamètre du jet.

Les gouttes satellites sont plus rares et plus régulières.

La vitesse de débit critique v_k du passage des deux régimes est indépendante de la viscosité et dépend de la tension superficielle, de la masse spécifique du liquide et du diamètre intérieur D_1 .

TANASAWA en donne l'expression empirique suivante [35] :

$$v_k = \frac{0,99}{D_1} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{3}{4}} \sqrt{g} + \frac{0,45}{\sqrt{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{g} - \frac{0,57}{4\sqrt{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{3}{8}} \sqrt{g}.$$

On voit que v_k croît très rapidement lorsque le diamètre D décroît, et, en particulier, pour des diamètres inférieurs au millimètre, et que les jets de cette dimension ne seraient formés qu'à partir de vitesses de l'ordre du mètre/seconde ; v_k croît également avec la tension superficielle.

Lorsque le liquide est visqueux, WEBER a calculé théoriquement que si l est la distance entre une déformation du cylindre liquide et celle qui la suit ou la précède, et D le diamètre moyen de la colonne liquide, la longueur l_{opt} la plus favorable à la rupture du jet est :

$$l_{opt} = \pi D \sqrt{2 \left(1 + 3 \eta \sqrt{\frac{1}{\sigma \rho D}} \right)},$$

η étant la viscosité du liquide.

Lorsque la viscosité est nulle, on voit que l'on retrouve la valeur calculée par RAYLEIGH :

— la longueur l_{opt} croît avec la viscosité, ce qui est bien vérifié par l'expérience.

Cependant, LITTAYE [61], ayant essayé de vérifier quantitativement la formule sur des jets, trouve que cette augmentation de l_{opt} est beaucoup plus faible que celle qu'il aurait dû obtenir.

Au cours de la rupture des filaments, nous avons voulu également vérifier cette formule.

Mais, pour les liquides peu visqueux, nous n'avons pas de ligaments cylindriques et, par conséquent, les conditions d'application ne sont pas remplies.

Pour les liquides visqueux, nous avons vu, au contraire, qu'il y avait une partie cylindrique de très grande longueur, se rompant très régulièrement.

Nous trouvons dans ce cas que la longueur l_{opt} est beaucoup plus importante par rapport au diamètre du filament que celle calculée par WEBER.

Nous avons, par exemple, obtenu pour des diamètres D de ligaments de l'ordre de 20μ , l_{opt} compris entre 18 et 35 D , alors que le calcul prévoyait 12 D .

Ceci prouverait donc que, contrairement à ce que pensait CASTLEMANN, le mode de résolution du ligament ne peut se déduire de celui des jets liquides, mais s'apparenterait plutôt à celui des gouttes tombantes.

c) CONCLUSION.

La rupture des filaments rencontrés au cours de la pulvérisation forcée, de quelque origine qu'elle soit, est donc analogue à la rupture des gouttes tombantes, mais se produit d'une manière bien plus irrégulière.

Une grande diversité de gouttes en résulte, chaque filet liquide donnant naissance à des gouttes principales et, parfois, à plusieurs gouttelettes satellites. Les dimensions des filets eux-mêmes sont très diverses, soit que ces filets proviennent d'une lame dont le bord étroit semble une large assise pour le filament qui s'en détache, soit qu'il résulte de l'étirement d'amas liquides détachés du jet principal avant d'avoir pu être gonflé en nappe.

Ici, la tension superficielle ne semble plus être le paramètre prépondérant.

Sitôt que la vitesse de formation est notable, c'est-à-dire pratiquement toujours, la viscosité intervient. Lorsqu'elle est très élevée, elle a alors une action régulatrice, ce qui expliquerait la facilité signalée par certains auteurs [61] d'obtenir une pulvérisation grossière, mais homogène, avec des liquides visqueux.

III. — INFLUENCE DES PARAMÈTRES SUR L'ENSEMBLE DE LA PULVÉRISATION

Les deux principaux modes d'éclatement que nous venons d'analyser coexistent au sein d'une pulvérisation.

L'étirement en filament existe toujours, mais l'éclatement en lame ne se produit que pour un état critique qui n'apparaît que dans certaines conditions.

Pour une faible vitesse de courant d'air V , les gouttes n'éclatent jamais.

La vitesse V augmentant, les gouttes isolées se gonfleront en lames.

Quand la fréquence de détachement des gouttes correspond aux conditions optimales, il y aura une fréquence maximale d'éclatement en lame.

Quand la vitesse sera plus grande que celle qui est nécessaire à cet éclatement des portions du jet lui-même éclateront en nappe et laisseront des paquets inférieurs aux dimensions critiques qui seront entraînés sans être modifiés, ou étirés et divisés ensuite.

Etant donné que les paramètres du liquide suivent des lois différentes suivant le mode de rupture, on peut ainsi tenter de voir leur influence lorsqu'un des modes d'éclatement est prépondérant.

C'est ainsi que nous avons pu expliquer partiellement les résultats de l'équation empirique reliant la taille des gouttes aux différents paramètres, donnés par les auteurs japonais NUKIYAMA et TANASAWA [31].

En effet, l'une de leurs équations fournit le diamètre moyen d_{vs} (dont la définition précise sera donnée par la suite) :

$$d_{vs} = \frac{585 \sqrt{\sigma}}{V \sqrt{\rho}} + 597 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho}} \right)^{0,455} \cdot \left(1000 \frac{Q_l}{Q_a} \right)^{1,5}.$$

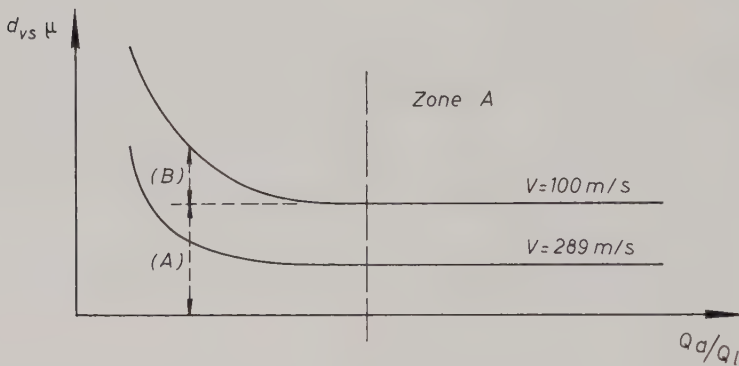


Fig. 18

Si nous explicitons cette formule qui représente un grand nombre d'expériences, elle peut se traduire d'une manière plus parlante par des réseaux de courbes. Les paramètres qu'elle fait intervenir sont :

1° les paramètres aérodynamiques :

- vitesse relative de l'air et du liquide V ;
- rapport du débit d'air au débit liquide $\frac{Q_a}{Q_l}$.

2° les paramètres du liquide :

- tension superficielle σ ;
- viscosité μ (la masse spécifique ρ du liquide intervient peu, mais elle figure dans la formule).

I. — Pour un liquide donné.

Si nous traçons à vitesse V constante les courbes $d_{vs} = f\left(\frac{Q_a}{Q_l}\right)$ nous avons un réseau ayant la forme suivante (fig. 18), et tendant asymptotiquement vers des valeurs de d_{vs} constantes pour $\frac{Q_a}{Q_l}$ grand (d_{vs} est le diamètre moyen volume surface en microns, V est en m/s).

a) La zone A, à $\frac{Q_a}{Q_l}$ grand est celle du carburateur expérimental. C'est la zone la plus simple à étudier car c'est celle où le courant d'air n'abandonne qu'une très faible partie de son énergie au liquide pour le pulvériser. On conçoit, à ce moment-là, qu'un débit plus au moins grand du courant d'air n'aura plus d'influence sur le diamètre moyen du jet pulvérisé et que le paramètre V, vitesse du courant d'air soit la variable aérodynamique prépondérante.

Dans cette zone, le diamètre moyen est donc indépendant de $\frac{Q_a}{Q_l}$ et si l'on représente :

$$d_{vs} = f(V) \quad (A)$$

on trouve une courbe d'équation $d = \frac{K}{V}$ où K est une constante pour un liquide donné.

b) Lorsque $\frac{Q_a}{Q_l}$ diminue, le diamètre moyen croît rapidement et nous pensons que l'énergie du jet d'air n'est plus suffisante pour pulvériser totalement le jet liquide. L'équation de l'une des courbes $d_{vs} = f\left(\frac{Q_a}{Q_l}\right)$ rapportée à un nouvel axe d'ordonnée correspondant à la valeur limite de d_{vs} pour $\frac{Q_a}{Q_l}$ infini est de forme :

$$d_{vs} = \frac{K'}{\left(\frac{Q_a}{Q_l}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (B)$$

Pour un liquide donné, le coefficient K' ne dépend que des caractéristiques du liquide. Le diamètre moyen correspondant à un $\frac{Q_a}{Q_l}$ donné est donc la somme des deux termes (A) et (B), et de la forme :

$$d_{vs} = (A) + (B) = \frac{K}{V} + \frac{K'}{\left(\frac{Q_a}{Q_l}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (C)$$

où K et K' sont caractéristiques du liquide. Pour un liquide donné, toutes ces courbes se déduisent l'une de l'autre par translation parallèle à l'axe des $\frac{Q_a}{Q_l}$. Le terme (A) n'est jamais négligeable devant (B), sauf pour les valeurs de $\frac{Q_a}{Q_l}$ très petites (< 1 000 par exemple). Mais cette zone est très imprécise expérimentalement et une petite variation de $\frac{Q_a}{Q_l}$ fait varier très fortement le diamètre moyen.

II. — Pour une vitesse relative de courant d'air donnée constante et des liquides différents, NUKIYAMA a cherché comment variaient les coefficients K et K'.

a) A $\frac{Q_a}{Q_l}$ grand, il a trouvé que la viscosité avait peu d'influence sur le diamètre moyen et qu'au contraire le paramètre de tension superficielle cinématique par analogie à $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ (viscosité cinématique) était fonction croissante du diamètre moyen. A une

forme linéaire telle que $d_{vs} = a + b \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)$ il a préféré une forme quadratique $d = a \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$ car il pensait que pour $\frac{\sigma}{\rho}$ tendant vers zéro, d_{vs} devait tendre vers zéro également.

Pour différentes vitesses, on a donc $d_{vs} = \frac{k}{V} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$ qui est, explicité, le terme (A) de la formule (C) et où k est une constante.

b) Lorsque $\frac{Q_a}{Q_l}$ diminue, l'influence de la viscosité ne peut plus être négligée, ni celle de la tension superficielle. Pour voir la part de l'un et l'autre de ces deux facteurs dans la variation de K' , l'auteur a pulvérisé des liquides ayant même tension superficielle et des viscosités très différentes.

Pour une même vitesse de courant d'air, il a obtenu une famille de courbes $d_{vs} = f \left(\frac{Q_a}{Q_l} \right)$ ayant toutes même asymptote [terme (A) de l'équation (C)]. Des considérations d'homogénéité des termes (A) et (B) l'ont conduit à écrire

$$K' = k' \left(\frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \right)^{\alpha},$$

α et k' étant des constantes déterminées expérimentalement.

Remarquons que α étant plus petit que l'unité, l'influence de σ est pratiquement négligeable devant celle de μ .

La formule complète s'écrit donc finalement :

$$d_{vs} = (A) + (B) = \frac{k}{V} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} + k' \left(\frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma}} \right) \frac{1}{\left(\frac{Q_a}{Q_l} \right)^2},$$

ou

$$k = 585, \quad k' = 597 (1\,000)^{\frac{3}{2}} \quad \text{et} \quad \alpha = 0,45.$$

Les points qui nous semblent les plus importants à déduire de cette étude sont :

1° la zone à $\frac{Q_a}{Q_l}$ élevé est la plus simple à étudier : d_{vs} ne dépend que de la vitesse relative V et de la tension superficielle cinématique. Il était naturel de penser à ce que le terme (A) corresponde au mode de résolution en lame. D'autant plus que, physiquement, cette zone correspond à des veines d'air de large section, nécessaires pour que le débit d'air soit élevé sans que la vitesse ne le soit trop. Les champs de vitesses seront plus uniformes dans une grande étendue, ce qui permettra aux lames de se former. C'est ce que nous avons constaté, par exemple, dans le carburateur expérimental.

Mais les faits expérimentaux ne sont pas suffisants pour nous permettre de conclure affirmativement car :

a) à part la vitesse critique (trop faible pour être représentée par les formules de NUKIYAMA), l'éclatement en lame est toujours accompagné de l'étirement en filament ;

b) en admettant que la fréquence de l'éclatement en lame soit bien supérieure à celle de l'étirement en filament, de sorte que son influence soit prépondérante, nous

avons vu que cet éclatement devait dépendre du nombre de Weber. Or, pour faire apparaître ce nombre dans l'équation de NUKYIAMA, il faudrait :

$$d = \left(\frac{k}{V} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} \right)^2 \quad \text{et non} \quad d = \frac{k \sqrt{\sigma}}{V \sqrt{\rho}};$$

c) des auteurs américains, WEISS et WORSHAM, ont récemment rassemblé leurs résultats (obtenus dans une étude de pulvérisation à $\frac{Q_a}{Q_l}$ important) en une formule semi-empirique et correcte du point de vue dimensionnel. La viscosité intervient (pour une faible part, il est vrai) dans leur formule.

2° Lorsque $\frac{Q_a}{Q_l}$ n'est plus très grand, les termes (A) et (B) interviennent simultanément dans la valeur du diamètre moyen. Le terme (A) pourrait représenter l'éclatement en lame et le terme (B) l'éclatement en filament. En effet, si nous considérons le $\frac{Q_a}{Q_l}$ limite à partir duquel le jet d'air a une énergie suffisante pour pulvériser entièrement le liquide :

— pour les liquides peu visqueux, à forte tension superficielle, nous avons trouvé que cet établissement est rapide et identique, quelle que soit la vitesse $\left(\frac{Q_a}{Q_l} = 5\,000 \right.$ pour l'eau), il est conditionné par (A) plus important que (B) ;

— pour les liquides visqueux, au contraire, ce $\frac{Q_a}{Q_l}$ limite est très long à atteindre et l'on retrouve le caractère progressif de l'étirement en filament, le terme (B) est prépondérant.

Nos expériences permettent donc d'apporter une contribution à l'explication du sens physique de certains termes de cette formule empirique.

ÉTUDE QUANTITATIVE DES JETS RÉSOLUS EN GOUTTELETTES

I. — CINÉMATIQUE DES GOUTTES

Introduction.

Lorsque les jets sont entièrement résolus en gouttes sphériques, il nous a semblé intéressant de connaître non seulement la taille des gouttes, mais encore leur mouvement.

Cette étude pouvait être entreprise théoriquement, sur les bases de la mécanique des suspensions [13] et vérifiée expérimentalement par le procédé de la double étincelle.

A. — Etude des équations du mouvement.

Nous supposons que le nombre de corpuscules par unité de volume est assez faible pour ne pas perturber l'écoulement du fluide seul et que l'évaporation du liquide formant les corpuscules est négligeable, de telle manière que leurs formes et dimensions restent invariables durant le mouvement.

Les caractéristiques des corpuscules sont les suivantes : masse spécifique ρ_l et forme sphérique de diamètre D .

Celles du fluide sont : masse spécifique ρ_a et viscosité absolue μ_a ou cinématique

$$\nu_a = \frac{\mu_a}{\rho_a}.$$

Le fluide est supposé en régime permanent et sa vitesse au point P est $\vec{U}$.

Un corpuscule passant en un point P est animé d'une vitesse $\vec{u}$ différente de $\vec{U}$. La vitesse relative V du corpuscule par rapport au fluide est donc : $\vec{V} = \vec{u} - \vec{U}$.

BRUN a montré que l'équation générale définissant le mouvement du corpuscule passant par P est :

$$(1) \quad \rho_l \frac{d\vec{u}}{dt} - \rho_a \frac{d\vec{U}}{dt} = - \frac{\rho_a V}{D} \vec{V} f\left(\frac{VD}{\nu_a}\right) + (\rho_l - \rho_a) \vec{g};$$

$\rho_l \frac{d\vec{u}}{dt}$ et $\rho_a \frac{d\vec{U}}{dt}$ représentant les forces d'inertie du corpuscule et du fluide par unité de volume ;

$-\frac{\rho_a V}{D} \vec{V} f\left(\frac{VD}{v_a}\right)$ représentant la résultante des forces de résistance par unité de volume qu'oppose le fluide au mouvement du corpuscule en déplacement relatif de vitesse $\vec{V}$,

et $(\rho_l - \rho_a) \vec{g}$ représentant les forces de pesanteur s'exerçant sur l'unité de volume du corpuscule et du fluide.

Dans notre cas, la masse spécifique du fluide est petite par rapport à celle du corpuscule.

L'équation générale devient donc :

$$(2) \quad \rho_l \frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{\rho_a V}{D} \vec{V} f\left(\frac{VD}{v_a}\right).$$

En multipliant les deux membres de (2) par le volume de la goutte sphérique considérée, on obtient :

$$(3) \quad \frac{\pi D^3}{6} \rho_l \frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{\pi D^3}{6} \rho_a V \vec{V} f\left(\frac{VD}{v_a}\right).$$

Le membre de droite est l'expression de la résistance qu'oppose le fluide au mouvement de la goutte.

Cette résistance $\vec{\mathcal{R}}$ est en général écrite sous la forme classique :

$$(4) \quad \vec{\mathcal{R}} = -\frac{1}{2} \rho_a \frac{\pi D^2}{4} C V \vec{V}$$

en faisant intervenir le maître-couple $\frac{\pi D^2}{4}$ et le coefficient de résistance C, et l'on trouve, en identifiant (3) et (4) :

$$f\left(\frac{VD}{v_a}\right) = \frac{3}{4} C.$$

D'où l'équation du mouvement des gouttes :

$$(5) \quad \frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho_l} \frac{1}{D} C V \vec{V}.$$

a) DÉTERMINATION DES TEMPS DE PARCOURS

Nous allons nous placer dans le cas du carburateur expérimental, lorsque le champ des vitesses de courant d'air est uniforme, de valeur $\vec{U}$, toujours supérieure à la vitesse $\vec{u}$ de la goutte.

La direction de $\vec{U}$ est parallèle à $\vec{u}$, et l'équation (5) projetée sur cette direction devient, puisque le mouvement du fluide est permanent :

$$\frac{du}{dt} = \frac{dV}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho_l} \frac{1}{D} C V^2$$

d'où l'on tire :

$$(6) \quad dt = -\frac{4}{3} \frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{D}{C V^2} dV.$$

C étant fonction du nombre de Reynolds $R = \frac{VD}{\nu_a}$, en introduisant ce nombre dans (6), on obtient :

$$(7) \quad dt = -\frac{4}{3} \frac{\rho_l}{\mu_a} \frac{D^2}{R^2 C} dR$$

et

$$(8) \quad t = \frac{4}{3} \frac{\rho_l D^2}{\mu_a} \int_R^{R_0} \frac{dR}{C R^2}.$$

Le temps mis pour qu'une goutte ayant la vitesse u_0 (correspondant à un nombre de Reynolds $R_0 = \frac{(U - u_0) D}{\nu_a}$) atteigne la vitesse u (correspondant à $R = \frac{(U - u) D}{\nu_a}$) est obtenu en intégrant l'expression (8).

Cette expression ne peut être intégrée que si l'on connaît la fonction $C = f(R)$.

Pour la sphère, de nombreuses mesures ont été faites, à Goettingen en particulier, et, parmi les différentes expressions analytiques approchées et cette fonction, nous avons adopté l'expression générale $C = \alpha R^{-\beta}$ qui représente une approximation suffisante tout en simplifiant relativement les calculs. α et β ont les valeurs suivantes :

- 1° $\beta = 1$ et $\alpha = 24$ pour $0 < R < 2$: on retrouve la formule de Stokes ;
- 2° $\beta = 0,4$ et $\alpha = 18,5$ pour $2 < R < 500$, formule d'Alleen ;
- 3° $\beta = 0$ et $\alpha = 0,44$ pour $500 < R < \infty$, formule de Newton.

On obtient donc finalement, après intégration :

$$(9') \quad t = \frac{\rho_l D^2}{18 \mu_a} \text{Log}_e \frac{R_0}{R} \quad \text{valable pour } 0 < R < 2 ;$$

$$(9'') \quad t = \frac{\rho_l D^2}{55,5 \mu_a} (R^{-0,4} - R_0^{-0,4}) \quad \text{valable pour } 2 < R < 500 ;$$

$$(9''') \quad t = \frac{\rho_l D^2}{0,33 \mu_a} (R^{-1} - R_0^{-1}) \quad \text{valable pour } 500 < R < \infty,$$

Des fonctions $t = f(R)$ nous passons facilement aux fonctions $t = \varphi(u)$ en remplaçant R_0 et R par $\frac{D(U - u_0)}{v_a}$ et $\frac{D(U - u)}{v_a}$.

Pour une goutte de diamètre donné D et une vitesse U de courant d'air donnée, une vitesse initiale u_0 , il faudra donc considérer tout d'abord le nombre R_0 correspondant.

I. — Dans le cas où R_0 est inférieur à 2, le temps mis pour atteindre une vitesse u quelconque est donné par la formule (9').

C'est, par exemple, le cas d'une goutte d'eau de 1μ projetée à 1 m/s dans un courant d'air de 10 m/s.

II. — Dans le cas où R_0 est compris entre 2 et 500, et $R < 2$, il faut alors procéder en deux étapes :

1° on calcule le temps mis par la goutte pour atteindre le nombre de Reynolds critique $R_c = 2$ par la formule (9').

Soit t' cette valeur ;

2° le temps t'' mis par la goutte pour passer du nombre de Reynolds R_c à la valeur finale R est ensuite calculé par la formule (9').

Le temps total mis pour passer de R_0 à R est donc :

$$t = t' + t''.$$

C'est le cas, par exemple, d'une goutte d'eau de 10μ projetée à 1 m/s dans un courant d'air de 10 m/s et atteignant une vitesse supérieure à 7 m/s.

III. — Dans le cas où R_0 est supérieur à 500 et R inférieur à 2, il faut de la même manière procéder en trois étapes.

La première, donnant le temps t''' mis pour passer de R_0 à $R_{c_1} = 500$ par la formule (9''), la deuxième le temps t'' pour passer de $R_{c_1} = 500$ à $R_{c_2} = 2$ par la formule (9') et la troisième le temps t' pour passer de $R_{c_2} = 2$ à R par (9').

Ce sera, par exemple, le cas d'une goutte d'eau de $1\,000\mu$ projetée à 1 m/s dans un courant d'air de 10 m/s et atteignant une vitesse supérieure à 9,97 m/s.

Cependant, le calcul qui va suivre montre que cette vitesse n'est atteinte qu'au bout d'une distance très grande, de beaucoup supérieure aux limites du champ envisagé.

Dans ces limites, il nous suffira donc, la plupart du temps, d'utiliser une ou deux des trois formules pour déterminer chaque temps de parcours.

b) DÉTERMINATION DES ESPACES PARCOURUS.

Nous allons déterminer les espaces x parcourus par une goutte injectée à la vitesse u_0 et atteignant au bout d'un temps t la vitesse u .

En effet, en utilisant la variable R , on a, par définition :

$$R = \frac{VD}{v_a} = \frac{(u - U) D}{v_a}$$

d'où l'on tire :

$$u = U - \frac{v_a R}{D}.$$

Or, par définition,

$$u = \frac{dx}{dt}$$

d'où :

$$dx = \left(U - \frac{v_a R}{D} \right) dt.$$

En remplaçant dt par sa valeur calculée en (7), on obtient :

$$dx = \left(U - \frac{v_a R}{D} \right) \left(-\frac{4 \rho_l D^2}{3 \mu_a R^2 C} dR \right)$$

et

$$(10) \quad dx = \frac{4 \rho_l D}{3 \rho_a R C} dR - \frac{4 \rho_l D^2 U}{3 \mu_a \mu_a} dR,$$

et

$$(11) \quad x = \frac{4 \rho_l D}{3 \rho_a} \int_{R_0}^R \frac{dR}{R C} - \frac{4 \rho_l D^2 U}{3 \mu_a} \int_{R_0}^R \frac{dR}{R^2 C}.$$

Soit, en changeant les limites et en introduisant les temps correspondants calculés précédemment :

$$(12) \quad x = Ut - \frac{4 \rho_l D}{3 \rho_a} \int_R^{R_0} \frac{dR}{R C}.$$

On peut remarquer que le terme $\frac{4 \rho_l D}{3 \rho_a} \int_R^{R_0} \frac{dR}{R C}$ correspond à l'espace parcouru par une goutte projetée dans un fluide au repos avec une vitesse initiale u_0 correspondant à un nombre de Reynolds $R_0 = \frac{u_0 D}{\nu_a}$ et atteignant la vitesse finale u correspondant à un nombre de Reynolds $R = \frac{u D}{\nu_a}$.

Cette distance est d'une certaine importance dans l'étude de l'injection et a été étudiée théoriquement et expérimentalement par certains auteurs, tels que MURASEWZ [62], GIFFEN et MURASZEW [63].

Si nous appelons x_{inj} cette distance et x_{pulv} la distance x totale considérée par nous, on a donc la formule générale :

$$x_{pulv} = Ut - x_{inj}$$

qui permet de comparer les mouvements des gouttes dans la pulvérisation et dans l'injection.

L'intégration de l'équation (12) s'effectue comme celle de l'équation (8), et l'on obtient finalement :

$$(14') \quad x = U t - \frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{D}{18} (R_0 - R) \quad \text{valable pour } 0 < R < 2;$$

$$(14'') \quad x = U t - \frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{D}{8,33} (R_0^{0,6} - R^{0,6}) \quad \text{valable pour } 2 < R < 500;$$

$$(14''') \quad x = U t - \frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{D}{0,33} \text{Log}_e \frac{R_0}{R} \quad \text{valable pour } 500 < R < \infty.$$

B. — Résolution numérique des équations du mouvement.

Nous avons résolu les équations du mouvement dans le cas de gouttes d'eau entraînées par l'air.

On a alors, en c.g.s. :

$$\rho_l = 1;$$

$$\rho_a = 1,29 \cdot 10^{-3};$$

$$\nu_a = \frac{\mu_a}{\rho_a} = \frac{1}{7},$$

et les équations (9) et (14) deviennent :

$$(15') \quad t = 300,8 D^2 \text{Log}_e \frac{R_0}{R} = 693 D^2 \log_{10} \frac{R_0}{R}$$

$$(16') \quad x = U t - 43 D (R_0 - R),$$

valables pour $0 < R < 2$,

$$(15'') \quad t = 976 D^2 (R_0^{0,4} - R^{0,4})$$

$$(16'') \quad x = U t - 92,9 D (R_0^{0,6} - R^{0,6}),$$

valables pour $2 < R < 500$

et

$$(15''') \quad t = 16\,370 D^2 (R^{-1} - R_0^{-1})$$

$$(16''') \quad x = U t - 2\,344 D \text{Log}_e \frac{R_0}{R} = U t - 5\,397 D \log_{10} \frac{R_0}{R}$$

valables pour $500 < R < \infty$.

Nous nous sommes placés dans les conditions du carburateur expérimental et avons supposé une vitesse initiale des gouttes u_0 constante et égale à 1 m/s.

Nous avons calculé les distances de parcours x en fonction de la vitesse réduite des gouttes $\frac{u}{U}$ pour des diamètres de gouttes $D = 1, 10, 100$ et $1\,000\ \mu$, et des vitesses de courant d'air U de 10, 20, 50, 100 et 200 m/s, en nous limitant au parcours maximal x observable dans la veine de 25 cm.

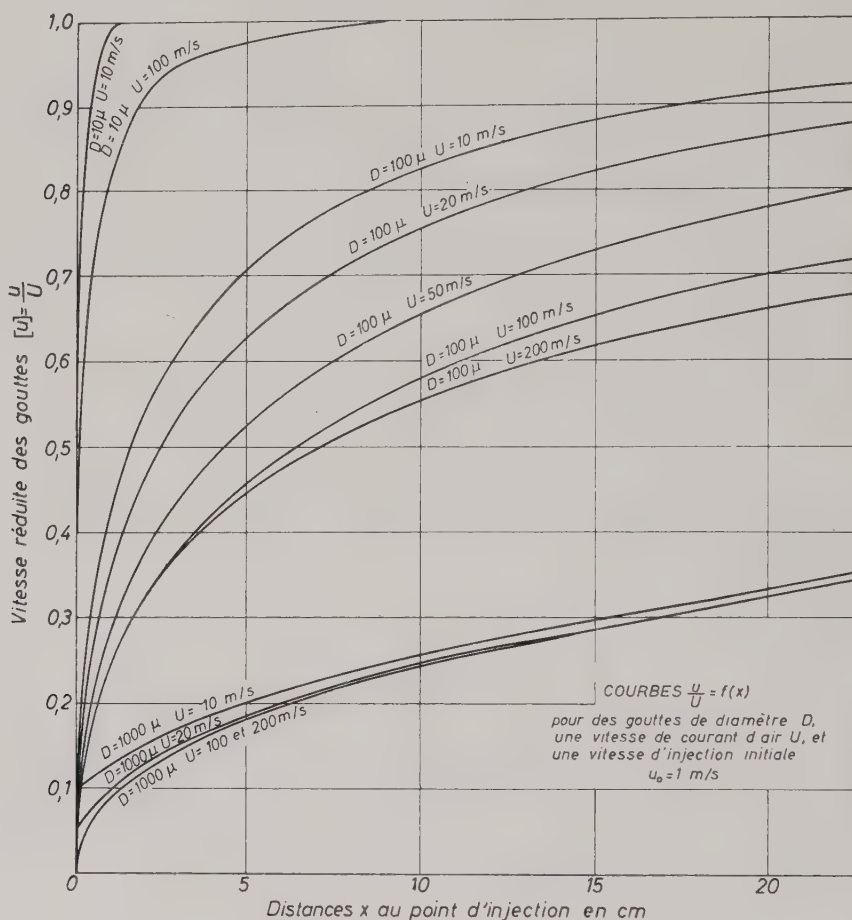


Fig. 19

Les résultats de ces calculs ont été partiellement portés sur la *figure 19*, et les conclusions suivantes peuvent en être déduites :

1° aux vitesses de courant d'air faibles, les très petites gouttes prennent asymptotiquement la vitesse générale du courant d'air sur une courte distance ; une particule de $1\ \mu$ par exemple, atteint 95 % de la vitesse $U = 10\ \text{m/s}$, au bout de $6\ \mu$; une particule de $10\ \mu$, au bout de 6 mm.

Mais, lorsque la vitesse U est de 100 m/s, la particule de $10\ \mu$ doit parcourir 3,2 cm pour atteindre 95 % de U ;

2° les particules de l'ordre de $100\ \mu$ ne se rapprochent de la vitesse du courant d'air qu'au bout d'une distance très importante.

C'est ainsi que la particule de $100\ \mu$ injectée dans un courant d'air de $10\ \text{m/s}$ est encore deux fois moins rapide que le courant d'air lorsqu'elle a parcouru $1,6\ \text{cm}$.

Lorsqu'elle est injectée dans un courant d'air de $U = 200\ \text{m/s}$, elle n'atteint $\frac{U}{2}$ qu'au bout de $6,5\ \text{cm}$.

On voit également que, durant les premiers centimètres de parcours, la vitesse des gouttes de $100\ \mu$ est très rapidement variable ;

3° les particules de l'ordre de $1\ 000\ \mu$ n'ont pratiquement jamais plus de $35\ \%$ de la vitesse du courant d'air dans les $20\ \text{cm}$ de parcours auxquels se limite le champ considéré.

Elles ont des vitesses réduites pratiquement indépendantes de la vitesse du courant d'air et, à partir d'une certaine distance, les vitesses croissent linéairement en fonction de leur abscisse.

C. — Comparaison avec les résultats expérimentaux.

L'étude théorique qui précède a eu d'abord pour but de dégager les lignes générales du mouvement et de donner des ordres de grandeur des vitesses qu'on peut s'attendre à rencontrer au sein d'un jet pulvérisé.

La méthode chronophotographique à deux images, que nous avons utilisée pour étudier expérimentalement le mouvement, s'est révélée en effet d'une interprétation difficile à cause de la complexité des images.

Les courbes théoriques de la *figure 19* nous ont permis, par exemple, de prévoir les temps de retard permettant d'étudier un phénomène particulier.

Prenons, par exemple, l'étude de la cinématique des éclatements à vitesse moyenne (*fig. 20*).

Si nous examinons cette figure, on voit tout d'abord que les grosses gouttes, telles que A, dont les diamètres sont de l'ordre de $1\ 000\ \mu$, ont, en général, des formes quelconques.

En les assimilant aux gouttes sphériques de la théorie, nous vérifions que, si la vitesse trouvée est plus grande que celle calculée, elle reste cependant du même ordre de grandeur.

Les gouttes moyennes, telles que B et C, dont les diamètres sont de l'ordre de 100 à $200\ \mu$ se présentent sous une forme sensiblement sphérique, et on peut, en mesurant leurs vitesses, déduire des courbes la distance qu'elles ont parcourue dans le courant d'air et vérifier qu'elles ne sont pas issues directement des gicleurs, mais proviennent de l'étirement de la grosse masse M de liquide qui s'étire en un filet F.

On déduit, de la même façon, que les gouttes de petites dimensions, telles que D et E, de l'ordre de $40\ \mu$ qui sont toujours parfaitement sphériques, sont probablement des gouttes satellites de la rupture de ce filet car, si elles provenaient de plus en amont, elles auraient une vitesse qui se rapprocherait davantage de celle du courant d'air.

La goutte E semble faire exception et elle est perturbée par le voisinage de A qui doit créer un sillage.

Les très petites gouttes, de diamètres inférieurs à $10\ \mu$ (difficilement visibles sur le cliché, un agrandissement plus fort étant nécessaire), sont situées sur le pourtour de la lame L dont elles proviennent, en f.

Elles sont réparties en chapelet régulier, ce qui permet de les suivre dans leur mouvement.

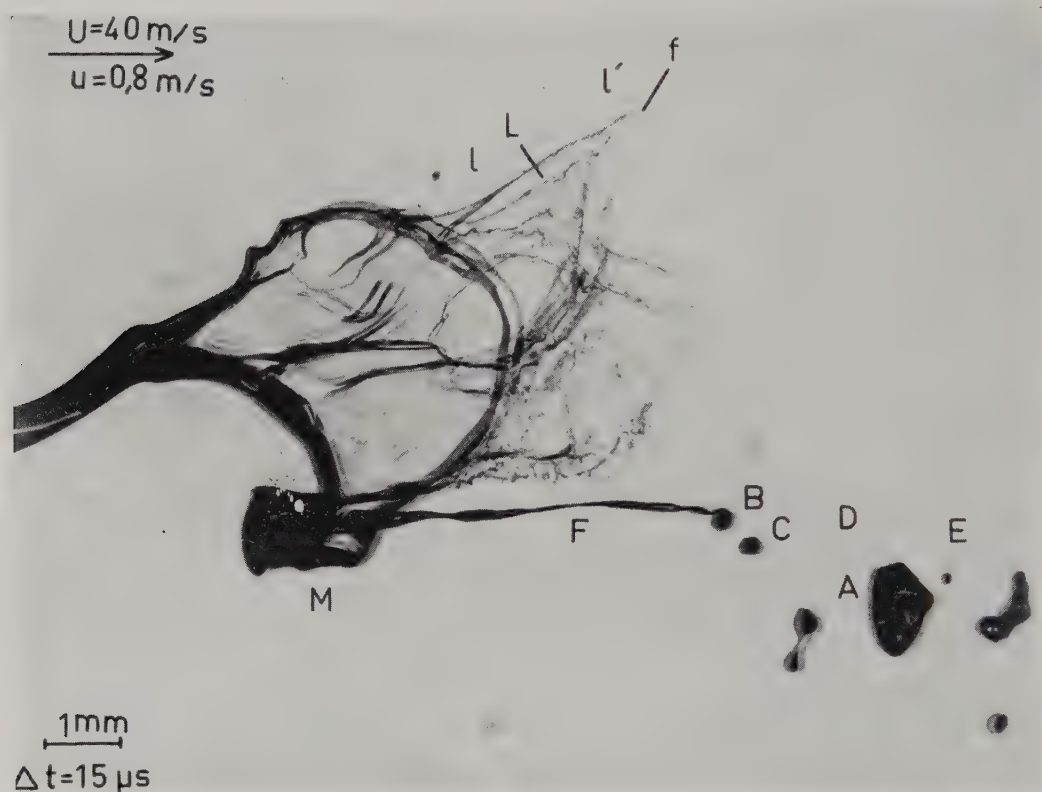


Fig. 20. — Cinétique de l'éclatement en lame

Le ligament l qui leur donne naissance en bordure de la lame, est animé d'une vitesse relativement faible, et ne s'est donc formé qu'à une courte distance en amont.

Le ligament l' terminal a pratiquement atteint la vitesse du courant d'air, ainsi que les gouttes fines qui en sont issues.

On voit donc les accélérations brutales auxquelles sont soumises les très petites masses liquides qui atteignent donc bien pratiquement la vitesse ambiante sur une très courte distance.

Pour l'étude particulière de la résolution des lames à cette échelle, nous avons été amenés à utiliser des retards plus courts et des grossissements plus importants.

En nous plaçant dans les conditions les plus favorables à l'application de la théorie, nous avons tenté de vérifier sa validité.

Pour cela, nous nous sommes placés très loin du gicleur, de manière à ce qu'il n'y ait plus d'éclatement perturbant le mouvement.

Nous avons choisi un débit liquide très faible pour avoir un jet très peu dense et éviter les interactions de goutte à goutte.

Prenant des gouttes bien sphériques, de même diamètre, mais ayant des abscisses différentes, nous avons mesuré leurs vitesses au moyen d'une double étincelle de retard connu.

La vitesse du courant d'air étant également connue, la différence d'abscisse que l'on aurait dû trouver a été calculée au moyen des formules précédemment établies.

L'accord entre la théorie et l'expérience n'a été satisfait qu'à 50 % près, ce que nous expliquons par la difficulté des mesures et les causes d'erreur, difficiles à chiffrer, pouvant intervenir dans la détermination du retard. Il faut également remarquer que le calcul théorique est valable pour une goutte isolée, et non pour un nuage.

Cependant, l'ordre de grandeur reste satisfaisant et peut donner de précieux enseignements.

II. — STATISTIQUE DES GOUTTES

Le stade final de la rupture du jet est la formation d'un nuage de gouttes, en général sphériques, inégalement réparties dans un cône ayant le gicleur pour sommet.

La connaissance des caractéristiques de ce nuage est du plus haut intérêt pour les utilisateurs des pulvérisateurs.

Mais son étude est rendue difficile par le grand nombre des particules qui le composent, la diversité des tailles des gouttelettes, leur grande vitesse et le fait que leur répartition dans l'espace et dans le temps n'est pas homogène.

De plus, la plupart des phénomènes physiques agissant sur les gouttes au cours du déplacement du nuage, l'évaporation ou la solidification par exemple ont une action différente suivant la taille des gouttes.

La méthode microphotographique directe ⁽¹⁾ a été choisie pour cette étude, malgré les très grandes difficultés de mesure, car elle nous permettrait de comparer simultanément les processus de rupture et le jet résolu (*fig. 21*).

De plus, en prenant certaines précautions dans le mode opératoire et en effectuant les corrections de profondeur de champ dont nous avons montré précédemment la nécessité, on a pu obtenir une représentation statistique fidèle du nombre et des dimensions des gouttes.

Nous montrons les possibilités de cette méthode sur deux exemples de pulvérisation que nous avons analysés complètement, de manière à déterminer leurs singularités avec le maximum de précision et effectuer la mise en équation de nos résultats, ce qui nous permettra de comparer nos mesures avec celles des expérimentateurs ayant travaillé dans le même domaine.

(1) Un procédé photographique, que nous avons appelé « pseudo-relief », et que nous avons étudié théoriquement par ailleurs, nous a permis d'obtenir une bien meilleure lisibilité des clichés (*fig. 21*), ainsi qu'une meilleure précision dans les mesures. Cependant, comme cette méthode est beaucoup moins simple que la précédente, nous ne l'avons pas utilisée couramment.

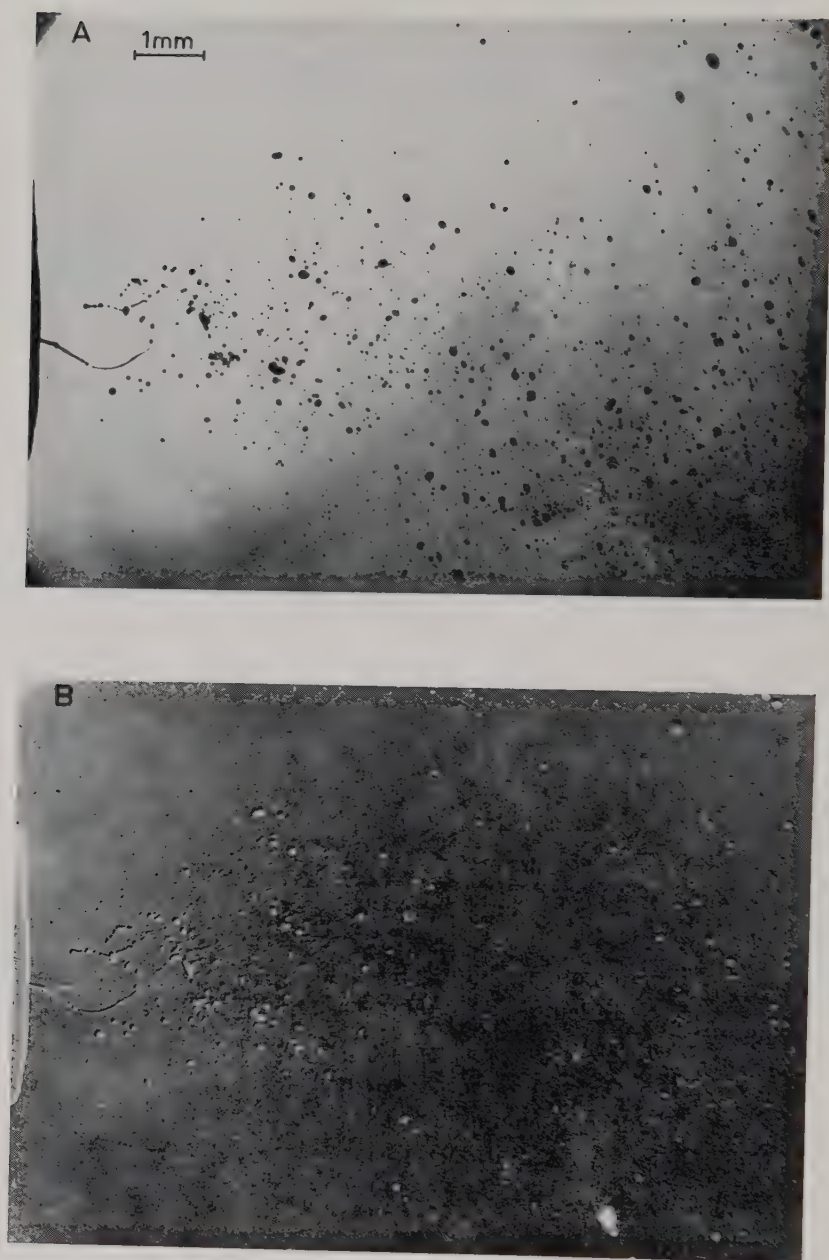


Fig. 21. — Comparaison du « pseudo-relief » avec l'image normale d'un jet pulvérisé

A : image normale B : pseudo-relief,
 $U = 100 \text{ m/s}$ Liquide : eau distillée

A. — Mode opératoire.

Celui-ci a été choisi en vue d'éliminer les causes d'erreurs que nous venons de voir.

1° NON-HOMOGENÉITÉ DU JET DANS L'ESPACE.

Comme l'ont fait remarquer divers auteurs [30], et comme nous l'avons vérifié nous-mêmes, le bord du cône de pulvérisation semble être formé de gouttes plus fines que le centre.

Nous avons localisé la zone des mesures dans une partie déterminée de la région centrale du jet, dans laquelle la profondeur de champ maximale est beaucoup plus faible que le diamètre du cône de pulvérisation.

2° NON-HOMOGENÉITÉ DANS LE TEMPS.

La durée du temps de pose d'une microphotographie étant extrêmement courte, l'aspect instantané correspondant peut être très différent d'une photographie à l'autre.

Le débit et le mouvement du liquide ne sont plus permanents à cette échelle et les grandeurs statistiques relevées sur une seule plaque, même si elles portaient sur un grand nombre de gouttes, n'auraient pas grande signification puisqu'elles correspondraient à des débits instantanés non mesurables.

Nous avons opéré sur des séries de douze plaques, tirées à la suite les unes des autres, à des intervalles de temps de dix à quinze secondes.

3° ERREURS OPTIQUES.

La courbe de profondeur de champ ayant été tracée, nous avons ramené toutes les gouttes au même volume, suivant la méthode préconisée par N. MANSON [24] et connue sous le nom de « remise au mille ».

Soit N_k le nombre de gouttes dont les diamètres sont compris entre d_1 et d_2 , Δ_k la profondeur de champ correspondant au diamètre moyen $d_k = \frac{d_1 + d_2}{2}$, et $\Delta_{\max}$ la profondeur de champ constante obtenue à partir d'un certain diamètre, le nombre de gouttes contenues dans le volume unitaire correspondant à d_k sera : $n_k = N_k \frac{\Delta_{\max}}{\Delta_k}$.

Le coefficient $[\Delta_k] = \frac{\Delta_{\max}}{\Delta_k}$ est égal à 1 pour les gouttes supérieures ou égales au diamètre critique et il atteignait 12 pour les plus petites gouttes que nous avons pu mesurer.

La mire témoin d'étalonnage de profondeur de champ était photographiée, avec ses billes, avant et après chaque série de plaques et développée en même temps que la série, de manière à vérifier le grandissement et la densité du fond.

4° DÉPOUILLEMENT.

Celui-ci a été conduit de deux manières :

a) des échantillons choisis au hasard dans la zone délimitée ont été très fortement agrandis sur papier et chaque goutte comparée aux images plus ou moins floues des billes témoins.

Les gouttes situées en dehors des limites de profondeur de champ ont été éliminées.

Les gouttes restantes ont été numérotées, puis mesurées et classées par catégories de 2,5 en 2,5 μ jusqu'à 70 μ et de 5 en 5 μ au-dessus ;

b) toute la surface délimitée, c'est-à-dire 5 cm $\times$ 5 cm sur chaque plaque 9 $\times$ 12 a été divisée en vingt-cinq carrés numérotés par ligne et par colonne. Un certain nombre de carrés a été choisi d'après une liste de nombres pris au hasard suivant une méthode statistique classique. Ceux-ci ont été examinés au microscope et on a trié, classé et compté le nombre de gouttes par catégories en s'inspirant de nos critères de profondeur de champ.

B. — Résultats.

Nous donnons les résultats d'une série de mesures effectuées par ce procédé, avec de l'eau distillée pulvérisée par l'aérographe, ainsi qu'avec un liquide visqueux le phtalate de butyle, dont la tension de vapeur était très faible et qui a été souvent utilisé en pulvérisation pour cette raison.

Les conditions expérimentales étaient les suivantes :

— pression de l'air $0,145 \pm 0,005$ kg/cm², d'où l'on déduit une vitesse du courant d'air de 100 m/s ;

— débit d'air ramené à 15°, 760 mm de mercure : 5 cm³/s ;

— débit liquide moyen, mesuré volumétriquement avant et après expérimentation : 0,0672 cm³/s pour l'eau distillée, 0,00104 cm³/s pour le phtalate de butyle.

La *figure 22 a* nous montre l'histogramme de répartition en nombre des gouttelettes pour l'eau.

La courbe de répartition cumulative en nombre, c'est-à-dire le pourcentage de gouttes ayant un diamètre inférieur à une dimension donnée a été également tracée sur cette figure.

Cette représentation permet de montrer immédiatement que 50 % des particules ont un diamètre inférieur à 9 μ , et 35 % inférieur à 5 μ .

On voit donc que, même pour une pulvérisation effectuée à vitesse modérée du courant d'air, il y a un nombre très important de fines gouttelettes.

Un progrès considérable dans la fidélité des statistiques a pu être par conséquent fait en reculant la limite des numérations précises de 10 μ (valeur généralement admise pour la méthode microphotographique directe) jusqu'à 2,5 μ .

La *figure 22 b* est relative aux mêmes données expérimentales pour l'eau que la *figure 22 a*, et montre l'histogramme de répartition en volume relatif à la totalité des plaques comptées.

La courbe de distribution cumulative des gouttes en volume est tracée sur la *figure 22 b* pour l'eau distillée ainsi que pour le phtalate de butyle.

En comparant les deux courbes des *figures 22 a* et *22 b*, on voit ici le peu d'importance des petites gouttes pour lesquelles notre méthode est très sensible et nouvelle.

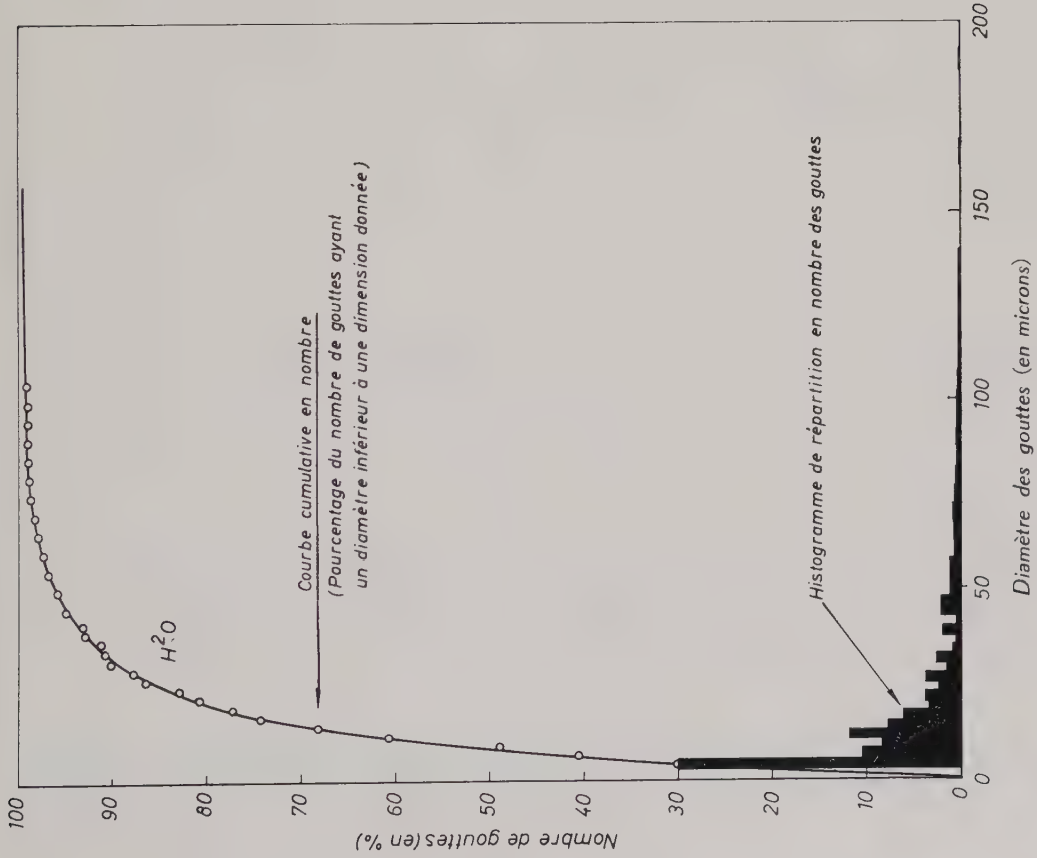


Fig. 22 a

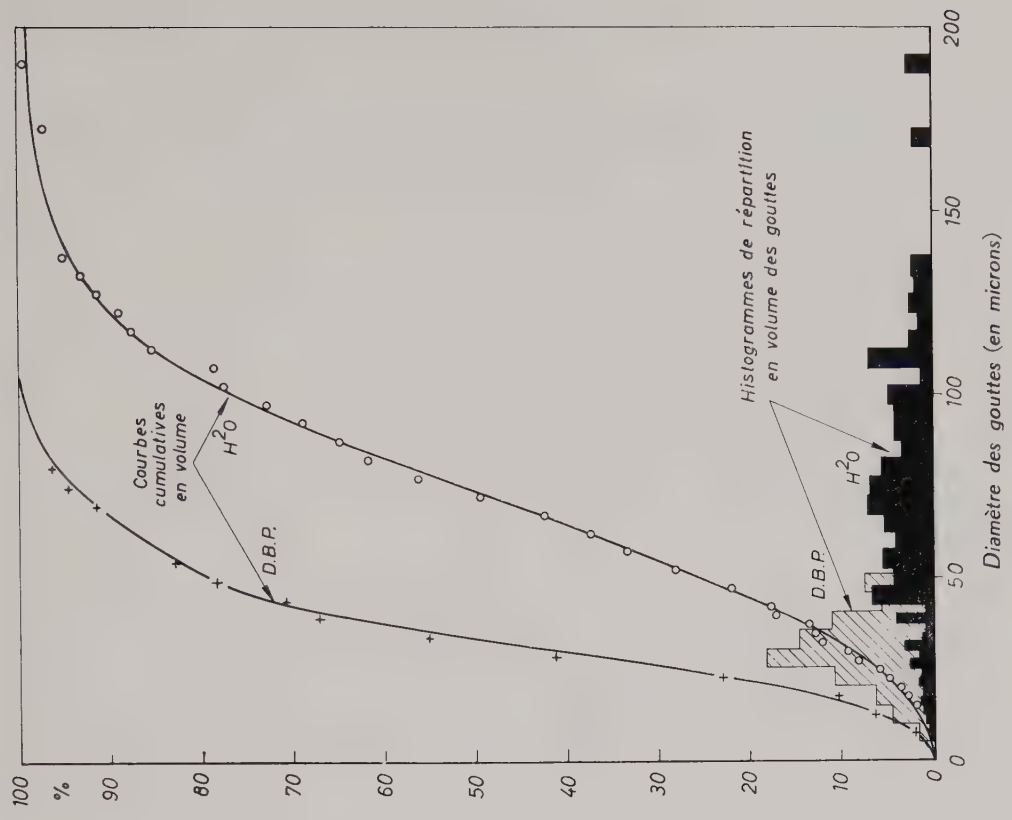


Fig. 22 b

C'est pourquoi on peut, dès maintenant, prévoir que l'on pourra plus facilement trouver les discordances avec les autres expérimentateurs dans la première représentation (en nombre) et dans les méthodes qui en dérivent, que dans la seconde représentation (en volume).

C. — Comparaison avec les résultats des autres auteurs.

De manière à préciser la forme de ces spectres et en déterminer les caractéristiques, nous avons cherché à mettre en équation nos résultats d'expérience.

L'un des procédés utilisés couramment consiste à tenter de représenter la loi par une droite en utilisant les échelles fonctionnelles.

Dans l'étude statistique des jets pulvérisés, diverses méthodes ont été proposées dans ce but, dont la critique, envisagée du point de vue mathématique, a été faite par MUGELE [64].

Nous avons appliqué ces méthodes à nos propres résultats et nous avons tiré les conclusions suivantes.

Les méthodes tentant de linéariser les statistiques en nombre n'ont pu donner de représentation satisfaisante dans notre cas.

Nous avons, par exemple, essayé la méthode empirique de NUKIYAMA et TANASAWA [30] qui avait pourtant donné des résultats satisfaisants à LEWIS et COLL. [32].

On sait qu'il s'agit de mettre la distribution en nombre de gouttes sous la forme :

$$\frac{\Delta n}{\Delta d} = B d^2 e^{-bd^{\delta}}$$

en utilisant les échelles fonctionnelles suivantes :

$$\log \left(\frac{1}{d^2} \frac{\Delta n}{\Delta d} \right) \quad \text{et} \quad d^{\delta}.$$

d étant le diamètre des gouttes ;

n étant le pourcentage du nombre de gouttes de diamètre inférieur à x ;

δ étant un coefficient à déterminer par tâtonnement, de manière à ce que les points s'alignent (en général 1, 1/2, 1/3, 1/4 ou 1/6) ;

B et b étant des constantes déterminées à partir de l'équation de la droite obtenue.

Aucun des coefficients habituels ne nous a permis d'aligner nos points de manière satisfaisante.

La méthode de ROSIN-RAMMLER [65] avait été proposée à l'origine pour l'analyse de grains de charbons pulvérisés.

Les auteurs supposent que la fonction de distribution est de la forme :

$$n = 100 e^{-\left(\frac{\bar{d}}{d}\right)^{\delta}},$$

où n et d ont la même signification que précédemment, $\bar{d}$ est un paramètre de taille, et δ un paramètre de distribution.

En utilisant les échelles fonctionnelles $\log d$ et $\log \log \frac{100}{n}$, les points expérimentaux doivent s'aligner sur la droite de pente δ , le paramètre $\bar{d}$ étant le diamètre correspondant à la valeur de d pour laquelle $\log \frac{100}{n} = \log e$, c'est-à-dire $n = \frac{100}{e} = 36,79$.

Nous avons appliqué cette méthode à nos résultats expérimentaux et l'on peut voir (fig. 23) que nos points ne s'alignent pas correctement.

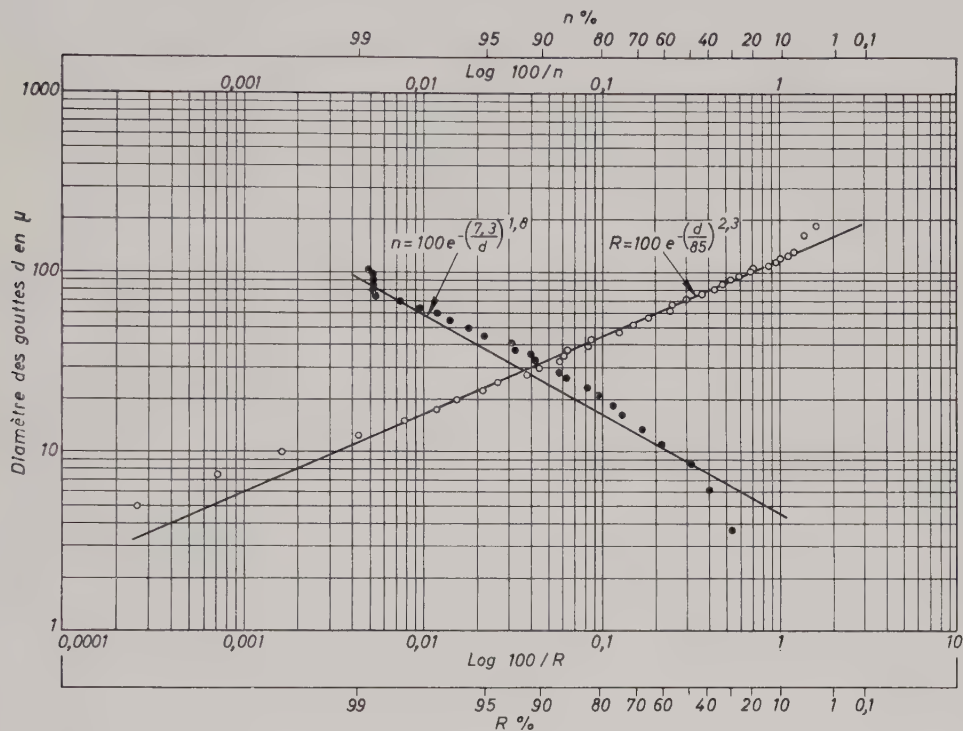


Fig. 23

La fonction de distribution qui pourrait, à la rigueur, caractériser nos expériences et qui correspond à la droite idéale tracée sur la figure serait :

$$n = 100 e^{-\left(\frac{7,3}{d}\right)^{1,8}}.$$

Cependant, la méthode ROSIN-RAMMLER a été plus généralement utilisée pour caractériser la distribution en poids ou en volume des gouttelettes.

La forme de la loi est alors :

$$R = e^{-\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^{\delta}}$$

où R est le pourcentage en volume des gouttelettes ayant un diamètre supérieur à la valeur d , $\bar{d}$ est appelée constante de diamètre absolu et δ constante de distribution.

En utilisant les échelles fonctionnelles $\log D$ et $\log \log \frac{100}{R}$, les points expérimentaux doivent s'aligner sur la droite de pente δ .

Le diamètre $\bar{d}$ est le diamètre correspondant à la valeur de d pour laquelle $R = 36,79$.

Lorsque l'on porte nos résultats expérimentaux dans cette représentation (*fig. 23*), l'on s'aperçoit que l'alignement des points est satisfaisant dans la région centrale.

Les deux derniers points aberrants correspondant à la région des grosses gouttes ont une faible valeur statistique, car ils représentent chacun le comptage d'une goutte.

Quant aux quatre premiers points dans la région des fines gouttes, ils représentent, comme l'a montré L. P. LIOTIER [66], la modification obligatoire de la droite théorique pour des valeurs minimales non nulles du diamètre.

L'équation de distribution correspondant à la droite ainsi tracée est :

$$R = 100 e^{-\left(\frac{d}{85}\right)^{2.33}}$$

L'alignement satisfaisant des points dans une représentation fonctionnelle n'est pas un critérium absolu de la validité d'une loi de distribution. Il faut encore que les diamètres moyens qui s'en déduisent correspondent aux diamètres moyens calculés directement.

Le plus couramment utilisé pour caractériser un jet pulvérisé est celui qui est appelé diamètre volume surface, ou encore diamètre de « Sauter » et qui est défini ainsi :

— c'est le diamètre d_{vs} des gouttes d'un jet dont toutes les gouttes auraient même taille et qui auraient même surface totale par unité de volume que le jet étudié.

On voit donc que l'on peut calculer ce diamètre directement en faisant le rapport suivant :

$$(1) \quad d_{vs} = \frac{\sum N_k d_k^2}{\sum N_k d_k^3}.$$

A partir de l'équation de ROSIN-RAMMLER, on montre que ce diamètre est égal à :

$$(2) \quad d_{vs} = \frac{\bar{d}}{\Gamma\left(1 - \frac{1}{\delta}\right)}.$$

La fonction Γ étant la fonction factorielle généralisée, définie ainsi :

$$(C) \Gamma = \int_0^\infty U^{c-1} e^{-U} dU.$$

Le calcul de d_{vs} effectué par la formule (1) nous donne une valeur du diamètre égale à 55,5 μ .

Celui effectué par la formule (2), un diamètre de 54,9 μ .

L'accord étant satisfaisant, nous pouvons donc penser que l'équation de distribution est bien représentative de la loi.

Le diamètre moyen d_{vs} est la seule caractéristique nous permettant de faire une comparaison avec d'autres résultats.

C'est, en effet, la seule grandeur qui ait fait l'objet d'études systématiques en vue de la relier aux paramètres des fluides en présence. C'est pourquoi nous l'avons déterminée par la formule (1) pour la phtalate de butyle et avons trouvé la valeur suivante :

$$d_{vs} = 29,9 \mu.$$

D'après la formule de NUKIYAMA et TANASAWA :

$$d_{vs} = 585 \frac{\sqrt{\sigma}}{v \sqrt{\rho}} + 597 \left(\frac{\mu}{\sqrt{\rho} \sigma} \right)^{0,45} \cdot \left(1000 \frac{Q_l}{Q_a} \right)^{1,5},$$

nous avons obtenu pour l'eau :

$$\left(v = 100 \text{ m/s}, \quad \rho = 1, \quad \sigma = 75, \quad \mu = 1,0 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{Q_a}{Q_l} = 744 \right)$$

$$d_{vs} = 95 \mu$$

et pour le phtalate de butyle :

$$\left(v = 100 \text{ m/s}, \quad \rho = 1,05, \quad \sigma = 32,6, \quad \mu = 19,2 \cdot 10^{-2}, \quad \frac{Q_a}{Q_l} = 4800 \right)$$

$$d_{vs} = 44,4 \mu,$$

valeurs très supérieures à celles obtenues directement.

Nous pensons que la discordance provient principalement :

1° d'une part, de la mauvaise applicabilité de la formule de NUKIYAMA dans la zone des $\frac{Q_a}{Q_l}$ faibles (NUKIYAMA n'a pratiquement pas de points expérimentaux dans cette zone) ;

2° d'autre part, au mode de captation des auteurs japonais sur plaque de verre huilée, ce qui avait un effet sélectif certain, les grosses gouttes étant captées et les fines contournant la plaque ;

3° enfin, de l'incertitude que nous pouvons avoir sur les valeurs réelles de $\frac{Q_a}{Q_l}$ et de la vitesse du courant d'air indiqués par les auteurs japonais, ceux-ci ne précisant qu'incomplètement la manière dont ils ont déterminé ces paramètres.

Pour tenter de faire une évaluation des autres causes d'erreur, nous avons calculé statistiquement, dans l'exemple de pulvérisation d'eau étudié ci-dessus, les divers diamètres moyens « volume-surface » résumés dans le tableau ci-après.

<i>d</i>	Définitif	55,5 μ
<i>d</i>	Obtenu en supprimant toutes les gouttes d'un diamètre inférieur à 12,5 μ , soit 5 727 gouttes, sur un total de 9 413	58,4 μ
<i>d</i>	Obtenu en supprimant les deux plus grosses gouttes.....	53,3 μ
<i>d</i>	Obtenu en effectuant le comptage sans tenir compte de la courbe de profondeur de champ (effet sélectif que l'on pourrait comparer à l'effet sélectif aérodynamique de la captation)	63,5 μ
<i>d</i>	Obtenu d'après la formule de Nutiyama	95 μ

Il en résulte que le diamètre « volume-surface » n'est pas suffisant pour caractériser une pulvérisation, puisqu'il n'est pratiquement pas modifié par la disparition de plus de la moitié des gouttes.

D'ailleurs, nous n'avons utilisé cette caractéristique que parce que c'est la seule qui ait été étudiée systématiquement par d'autres auteurs, ce qui nous a permis d'effectuer la comparaison avec nos propres expériences.

Si nous voulions mettre en évidence l'avantage obtenu par notre méthode, l'histogramme statistique complet serait nécessaire.

CONCLUSION

Notre contribution à l'étude de la désagrégation des jets liquides sous l'action du courant d'air a porté sur trois points principaux :

- la production des jets pulvérisés ;
- leur observation qualitative ;
- et la mesure du jet résolu en gouttes.

1° En ce qui concerne la production de ces jets, nous avons montré que cette étude était bien simplifiée en adoptant un appareil à dépression, de caractéristiques bien définies, qui nous a permis d'éliminer l'influence d'un certain nombre de paramètres et de mesurer d'une manière précise les variables restant en jeu, tout en conservant les caractères généraux des atomiseurs à surpression courants.

2° En ce qui concerne l'observation qualitative et semi quantitative de la désagrégation, l'emploi de dispositifs originaux de microphotographie et de cinématographie ultra-rapide a été étendu à des domaines qui leur étaient jusqu'à présent inaccessibles.

C'est ainsi que nous avons pu étudier systématiquement les longueurs de résolution du jet liquide encore cohérent et mettre en évidence l'existence de deux régimes de pulvérisation pouvant coexister d'une manière transitoire dans des conditions que nous avons précisées.

C'est ainsi, également, que nous avons pu distinguer deux aspects du mécanisme de désagrégation : résolution en lame et résolution en filament, dont nous avons donné les caractéristiques générales.

En rapprochant les études faites par différents auteurs sur les aspects de ces deux états pris individuellement, dans les conditions les plus favorables de leur formation, nous en avons déduit l'influence des différents paramètres sur la pulvérisation.

Ces considérations nous ont permis de donner un sens physique à la formule empirique de NUKIYAMA.

3° En ce qui concerne le jet liquide résolu en gouttes, des considérations théoriques de mécanique et d'optique nous ont permis d'aborder l'étude quantitative de ses caractéristiques avec le minimum d'erreur.

On a pu prévoir le mouvement des gouttes et, par suite, interpréter commodément les images complexes de l'exploration cinématographique.

De plus, l'établissement de la répartition des tailles des gouttes par la méthode microphotographique directe a été réalisée avec une précision accrue grâce à des corrections dont nous avons donné la justification théorique et expérimentale.

Plusieurs pulvérisations ont été analysées complètement par ce procédé et l'on a pu montrer l'importance considérable du nombre des microgouttes échappant aux méthodes d'investigation habituellement utilisées pour ces analyses.

En conclusion, nous pensons que les méthodes que nous avons pu mettre au point pour l'observation de la désagrégation des jets liquides offrent un intérêt aussi bien théorique que pratique.

Elles apportent une contribution à l'étude complexe du mécanisme fondamental de la pulvérisation.

Elles permettent, dès maintenant, d'atteindre directement les caractéristiques pratiques des jets atomisés, aussi bien en injection directe qu'en atomisation pneumatique.

APPENDICE

ÉTUDE DE L'IMAGE D'OBJETS SE TROUVANT EN DEHORS DU PLAN DE MISE AU POINT

INTRODUCTION

Les études de microphotographie que nous avons décrites dans la première partie ont montré que la profondeur de champ dépendait, dans certains cas, de la taille de l'objet photographié.

Or, les théories élémentaires d'optique géométrique (1) indiquent que la profondeur de champ d'un système optique ne dépend que de la tolérance de netteté que l'on se fixe, de la grandeur du diaphragme utilisé et de la distance de l'objet à l'objectif.

Nous nous proposons de montrer que ces théories peuvent être étendues à des objets non ponctuels et que l'on trouve alors effectivement, dans certains cas, une variation de la profondeur de champ avec la dimension des objets.

On pourrait compléter ces calculs en tenant compte de la nature ondulatoire de la lumière, mais, comme nous l'avons déjà fait remarquer, il importe plus de ramener statistiquement toutes les catégories de gouttes à un même volume unitaire que d'avoir des dimensions exactes de chaque particule. Cependant, pour vérifier que la diffraction ne modifiait pas fondamentalement les résultats de nos calculs, nous avons essayé de chiffrer, de deux manières différentes, l'erreur que nous pourrions commettre en n'en tenant pas compte :

1° en comparant les valeurs des courbes de noircissement, calculées à l'aide de nos formules, aux valeurs expérimentales, mesurées au microdensitomètre. Ces courbes (*fig. 24 a, b et c*) sont relatives à trois billes de verre de différentes dimensions, situées à une même distance du plan de mise au point. Les courbes théoriques (tracées en trait plein) ont été calculées uniquement à partir des caractéristiques optiques et géométriques de notre appareillage, pour trois disques opaques ayant les diamètres exacts des billes considérées.

(1) Voir par exemple, J. LEMOINE et J. GUYOT, *Cours de Physique*, t. I, *Optique*. Ed. Vuibert, Paris (1941).

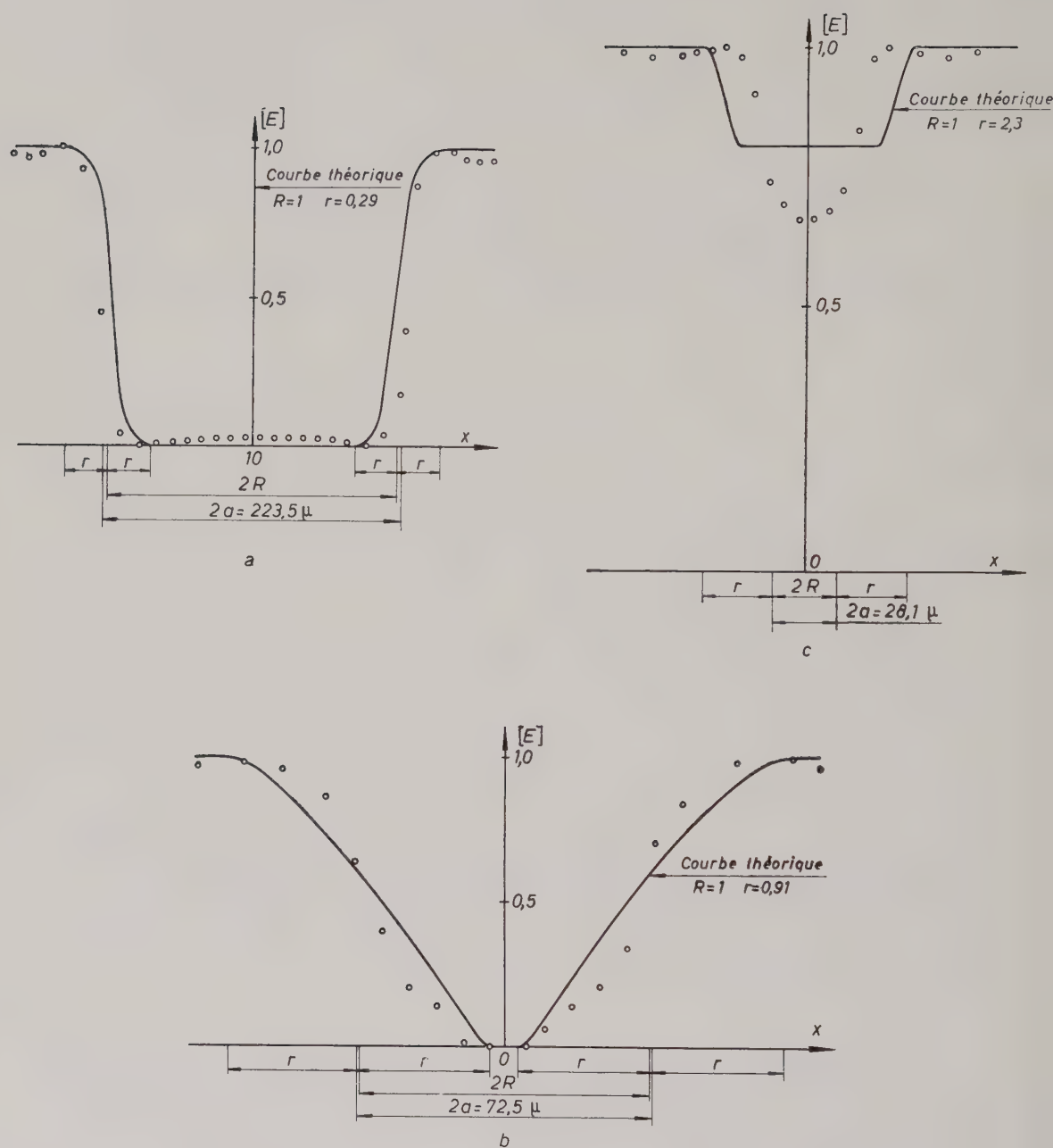


Fig. 24, — Variation de l'éclairement en fonction de la distance au centre des images des billes

a : 1^{er} cas, $R > r$; b : 2^e cas, $R \approx r$; c : 3^e cas, $R < r$

On notera la présence des anneaux de diffraction, de faible intensité, autour des images des billes ;

2° en calculant [11], pour notre optique supposée parfaite, les variations de contraste que la diffraction fait *subir au centre des images de disques opaques situés dans le plan de mise au point* ⁽¹⁾. Soit p ce contraste et d le diamètre des disques considérés. On a obtenu :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } d = 20 \mu & p = 0,9 ; \\ d = 10 \mu & p = 0,8 ; \\ d = 5 \mu & p = 0,5 ; \\ d = 1 \mu & p = 0,02. \end{array}$$

La diffraction diminue donc très fortement le contraste des billes de diamètre inférieur à 5μ , et la limite de visibilité de notre optique se situerait au voisinage du micron, alors que celle que nous avons trouvée expérimentalement est d'environ 2μ .

Pour les billes de diamètre supérieur à ces limites, il nous semble que l'accord entre la théorie et l'expérience est assez satisfaisant, étant donné la précision des résultats que nous voulons obtenir.

ÉTUDE GÉOMÉTRIQUE

Soit le système optique (voir *fig 25*) schématisé par un objectif O et, à une distance L, le plan P de l'objet. L'objet sera un disque plan opaque de rayon a , représenté sur la *figure 25* après rabattement du plan P. (Une petite goutte liquide sphérique, transparente, de même rayon, n'en diffère que très peu dans notre montage, la caustique centrale n'étant visible que pour les gros diamètres.) Le plan π' sur lequel on forme l'image a pour conjugué dans l'espace objet, le plan π , dit plan de mise au point, situé à la distance D du plan de l'objectif. Si les deux plans P et π sont confondus, le disque est dans le plan de mise au point et son image est un disque à contour net, de rayon $a' = Ga$, G étant le grandissement transversal.

Si le disque se déplace maintenant à une distance l du plan de mise au point, son image en π' subit une double modification :

1° son contour devient flou. On peut tracer, par exemple, la courbe d'éclairement E de l'image le long d'une section diamétrale. Celle-ci était primitivement une courbe en créneau passant brusquement de la valeur $E = 0$ à l'intérieur du disque, à la valeur E maximale à l'extérieur du disque. Elle s'étend maintenant pour ces valeurs extrêmes de E entre des limites telles que l'image du bord du disque soit une couronne ;

2° le rayon moyen de cette couronne, image floue du disque objet, diminue si l'objet s'éloigne de l'objectif et s'agrandit s'il s'en rapproche.

Essayons d'évaluer ces deux effets.

Soit un point γ du bord du disque par exemple. Son image sera une petite tache circulaire floue, (Γ') de rayon r' facilement calculable géométriquement en fonction des

(1) Le contraste est défini comme étant le rapport de la différence de l'éclairement du fond et de l'éclairement du centre du disque à l'éclairement du fond.

distances L et l définies précédemment, du rayon ρ du diaphragme de l'objectif et du grandissement transversal G . On obtient :

$$(1) \quad r' = \frac{\rho G l}{L}.$$

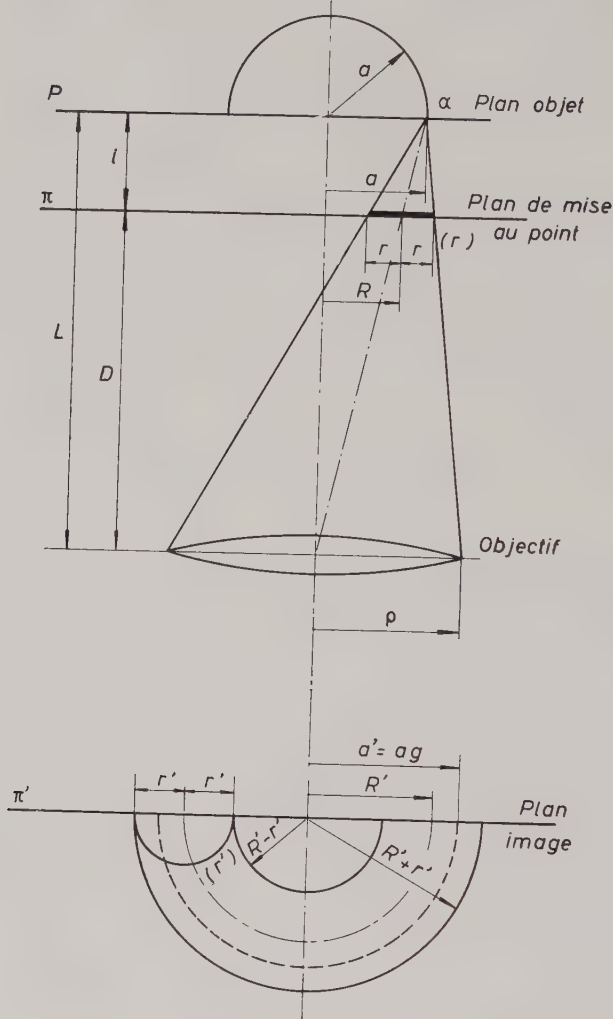


Fig. 25

Si, maintenant, nous cherchons l'image complète du pourtour du disque, nous ferons la somme de toutes les images des points γ de son bord. Les limites extrêmes de toutes les images (Γ') de ces points seront, en général, situées sur une couronne d'épaisseur $2r'$. Si nous convenons d'appeler R' le rayon moyen de cette couronne, c'est-à-dire tel que son rayon extérieur soit $R' + r'$ et son rayon intérieur $R' - r'$ et D la distance de l'objectif au plan π de mise au point, on voit aisément que l'on a :

$$(2) \quad R' = \frac{aGD}{L}.$$

Remarquons que ce n'est que dans le cas où l'objet est dans le plan de mise au point, que, le rapport $\frac{D}{L}$ étant égal à l , le rayon apparent $\alpha' = \alpha G$ de l'image du disque est justement égal à ce rayon moyen R' .

Pour une optique et un appareil de prise de vue donnés (où ρ , D et G sont constants), que signifient ces lois ?

La première indique que la grandeur r' , que nous pourrions appeler épaisseur du flou, n'est fonction que de la distance L de l'objet à l'objectif.

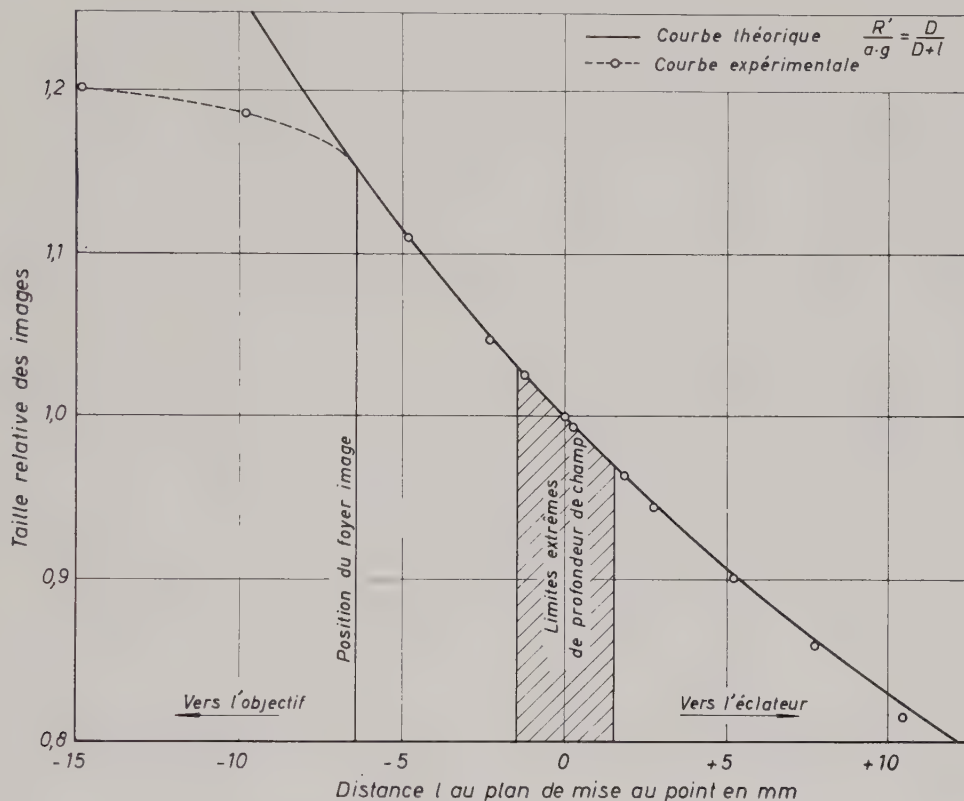


Fig. 26. — Variation relative de la taille des images en fonction de la distance au plan de mise au point

La deuxième indique que le rayon moyen R' de l'image floue d'un disque, qui est la grandeur raisonnablement mesurable lorsque l'on a son image, est fonction non seulement du rayon α de l'objet, mais encore de sa position par rapport au plan de mise au point.

Il est donc théoriquement impossible de mesurer la taille d'un objet d'après une image floue lorsqu'on ne connaît pas sa position.

Il faut cependant remarquer que cette variation de taille des objets d'après leur position est habituellement faible lorsqu'on reste dans les limites de profondeur de champ raisonnables. Si nous nous fixons une valeur maximale de précision (5 % par exemple)

sur la taille, il lui correspondra une distance l (voir *fig 26*) et par suite, une profondeur de champ maximale en dessous de laquelle nous pourrons négliger sa variation apparente de diamètre et confondre $a' = a$ G et R' .

La relation (2) a été vérifiée expérimentalement avec notre optique, en prenant pour objet un disque de très grande dimension et en mesurant sur l'image le diamètre moyen $2R$. Toutes les caractéristiques optiques et géométriques étaient faciles à mesurer, sauf la dimension D (à cause de l'épaisseur de l'objectif) qui a été ajustée par approximation successive. Les points expérimentaux se placent bien sur la courbe théorique (*fig. 26*) dans un domaine très étendu.

Cette expérience préliminaire ayant déterminé la grandeur de l'incertitude de taille pour une profondeur de champ donnée, nous pouvons déterminer cette profondeur de champ pour des gouttes ou des objets de dimension a (peu différente de R), supérieure à une dimension critique. Dans ce cas, on a toujours $R > r$ et le critère que nous avons adopté est de faire tangenter un fil de réticule au bord de l'image et de rejeter toutes les images dont le flou $2r'$ est supérieur à l'épaisseur de ce fil de réticule. Comme r' est indépendant de la taille de la goutte et ne dépend que de sa position, on conçoit que la profondeur de champ soit donc constante et déterminée par l'épaisseur du fil de réticule. La portion AB de cette courbe existe donc toujours quel que soit le système optique utilisé (*fig. 10*).

Cependant, beaucoup d'auteurs ont trouvé expérimentalement une fonction de profondeur de champ non constante. Nos propres essais nous ont montré la même chose

Nous avons été amenés à penser qu'il existait une dimension critique de goutte en dessous de laquelle les lois que nous venons d'établir n'étaient plus valables.

En effet, supposons que nous soyons dans le cas où *le flou r' est plus grand que le rayon de l'image R'* . Que devient la courbe de noircissement de l'image ?

A l'extérieur de la goutte, l'éclairement est maximal puis, lorsque l'on arrive à une distance du centre $R' + r'$, l'éclairement diminue. La zone de flou arrivant plus loin que le centre de l'image, *il n'existe plus de zone à éclairement nul au centre de la goutte*.

Si la goutte s'éloigne du plan de mise au point, son image s'élargit et son éclairement diminue rapidement jusqu'à la faire s'évanouir littéralement dans les irrégularités du fond.

Il est impossible de faire, maintenant, tangenter un fil de réticule au bord de la goutte, puisque le flou s'étend jusqu'au centre.

Quel sera alors le critère de profondeur de champ qui nous permettra de juger si la goutte est trop floue pour pouvoir être mesurée ?

Nous avons cherché à en utiliser un qui soit le plus objectif possible, c'est-à-dire indépendant de l'expérimentateur. Celui que nous avons adopté est le suivant : toute goutte inférieure à la dimension critique sera comptée jusqu'à sa disparition complète. Il nous semble que l'erreur à craindre sur la dimension de chaque goutte comptée est compensée par le gain en précision sur le coefficient de correction déduit de la courbe de profondeur de champ.

Ceci se traduira, dans l'histogramme de répartition des gouttes en taille et en nombre, par un glissement possible des catégories du début, correspondant aux petites

tailles. Mais, finalement, le diamètre moyen est plus exact, les coefficients de correction affectant ces catégories d'un facteur multiplicatif dépassant 10.

L'adoption d'un autre critère, plus au moins subjectif, pourrait modifier légèrement le diamètre critique correspondant au point A de la courbe de profondeur de champ (*fig. 10*). Cependant, une fois ce point déterminé, ce qui est assez simple, et sachant que la courbe passe par l'origine, elle ne saurait s'éloigner notablement de la droite OA que nous avons tracée. D'ailleurs, nous avons effectivement obtenu expérimentalement cette portion de courbe et il semble que les différentes courbes uniquement empiriques effectuées par d'autres expérimentateurs dans le même but, et que nous avons réunies sur la même *figure 10* pourraient s'expliquer par ces considérations.

En vue de justifier l'emploi de nos hypothèses de départ, ainsi que la validité de nos critères de profondeur de champ, nous avons tenté de calculer entièrement les courbes de noircissement des images. Bien que le calcul complet soit théoriquement possible en tenant compte de la nature ondulatoire de la lumière, nous avons fait l'hypothèse simplificatrice supplémentaire suivante : nous avons supposé que l'image d'un point γ situé en dehors du plan de mise au point était un petit disque de rayon r' uniformément éclairé. Dans ces conditions, l'éclairement résultant de l'image du bord du disque objet, de rayon a , est la somme de l'éclairement de tous ces cercles (Γ'). On peut montrer que, en adoptant pour origine le centre O' du disque image, et en appelant x' la distance d'un point X' à cette origine dans une direction radiale quelconque, l'éclairement E résultant en ce point est proportionnel à la surface S située à l'extérieur du cercle de centre O' et de rayon $R' = \frac{aGD}{L}$ et limitée par le cercle de centre X' et le rayon $r' = \frac{\rho Gl}{L}$.

La valeur de cette surface peut être calculée en fonction des quantités x' , r' et R' .

On obtient :

$$S = \pi r'^2 + \frac{1}{2} \sqrt{(x'^2 + r'^2 + R'^2)^2 - 2(x'^4 + r'^4 + R'^4)} \\ - R'^2 \arccos \frac{x'^2 + R'^2 - r'^2}{2 R' x'} - r'^2 \arccos \frac{x'^2 + r'^2 - R'^2}{2 r' x'}.$$

Nous avons calculé numériquement l'éclairement relatif $[E] = \frac{E}{E_{\max}}$ ($E_{\max}$ étant l'éclairement du fond dont la valeur est : $E_{\max} = k r'^2 \pi$) en fonction de x' pour un disque de rayon R' égal à l'unité, et différentes valeurs du flou r' .

On peut distinguer deux sortes de courbes :

1° lorsque $R' > r'$.

Les courbes sont représentées sur la *figure 27* pour des valeurs de r' allant de 0,1 en 0,1 entre 0 et 1. Le minimum de $[E]$ est toujours nul. Le flou ne dépend que de r' . Le critère adopté rend bien la profondeur de champ constante ;

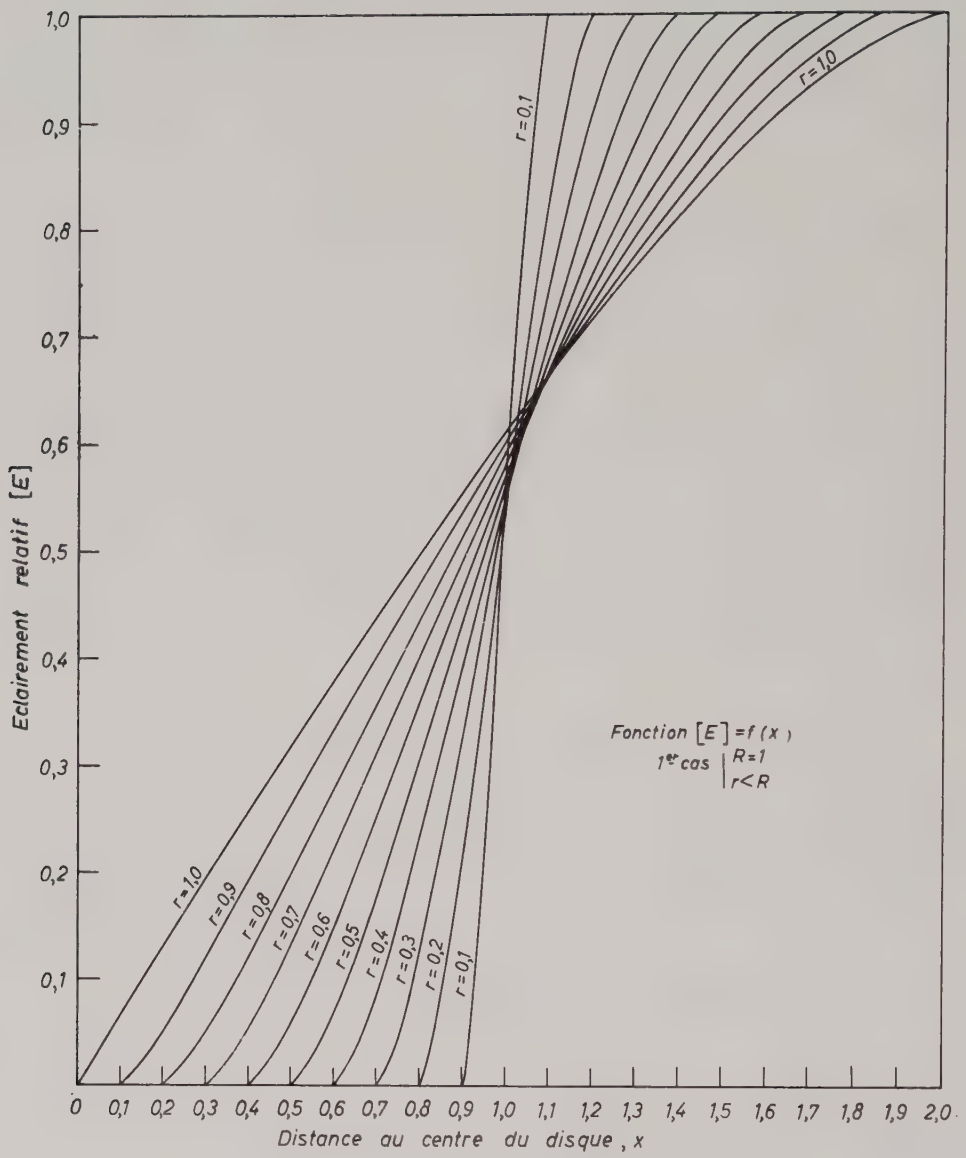


Fig. 27

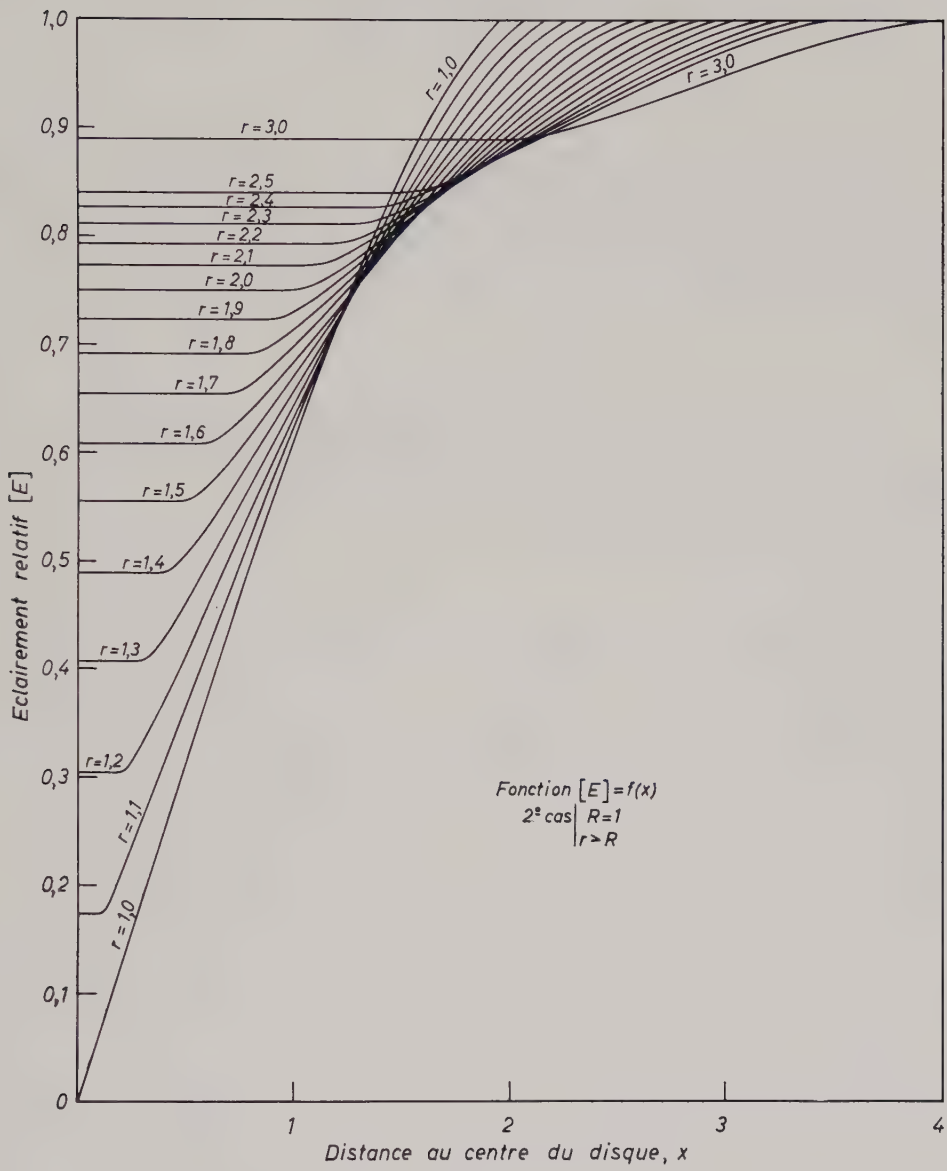


Fig. 28

2° lorsque $R' < r'$.

Les courbes sont représentées sur la *figure 28* pour des valeurs de r' allant de 0,1 en 0,1 entre 1 et 2,5. La dernière valeur représentée est $r' = 3$. Le minimum de $[E]$ n'est plus nul, mais il est aisément calculable et égal à :

$$[E]_{\min} = \frac{r'^2 - R'^2}{r'^2} = 1 - \left(\frac{aD}{\rho l} \right)^2.$$

L'image d'une bille semblera disparaître lorsque le rapport de l'éclairement du centre de l'image à celui du fond est voisin des inégalités du fond. Soit K ce rapport, constant pour un fond donné et un observateur donné.

On aura donc $[E]_{\min} = K$, soit, pour une optique donnée :

$$l = \left(\frac{D}{\rho \sqrt{1 - K}} \right) a = ka.$$

La profondeur de champ conditionnée par le maximum est donc bien, avec ce critère, fonction linéaire de la dimension des gouttes a .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Bibliography on sprays*. Publié par « The Texas Company », 135 East, 42nd Str., New York (1953).
- [2] F. DEBEAUVAIS. — Rapport privé communiqué à l'Institut Français du Pétrole et au Ministère de l'air (1952).
- [3] F. DEBEAUVAIS. — Rapport privé communiqué à l'Institut Français du Pétrole et au Ministère de l'Air (1953).
- [4] F. DEBEAUVAIS. — Rapport privé communiqué à l'Institut Français du Pétrole et au Ministère de l'Air (1954).
- [5] Y. TANASAWA. — Transactions of the Society of Mechanical Engineers, Japon, vol. 6, n° 23, pp. 11-18-28 (1940).
- [6] H. F. HRUBECKY. — Journal of Applied Physics, vol. 29, n° 3, pp. 573-578 (1958).
- [7] F. DEBEAUVAIS, R. FEIDT & C. GEBEL. — Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, NT. 64 (1957).
- [9] L. A. SACKMANN & F. DEBEAUVAIS. — Actes du 2^e Congrès International de Photo et Cinéma ultra-rapide (1954). Dunod Ed. (1956).
- [10] G. LITTAYE. — Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, P.S.T., n° 181 (1942).
- [11] A. MARECHAL & M. FRANÇON. — Handbuch der Physik - Grundlagen der Optik, vol. XVIV, pp. 148-156 et 273-340 (1956).
- [12] F. FERRIE, R. KLING & N. MANSON. — Journal de la Société des Ingénieurs de l'Automobile, pp. 192-193 (1952).
- [13] E. BRUN, R. CARON & M. VASSEUR. — Note Technique du Groupement de Recherche Aéronautique, n° 15 (1945).
- [14] D. W. LEE & R. C. SPENCER. — N.A.C.A. Report n° 454 (1932).
- [15] H. JUNG. — Jahrbuch der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, p. 440 (1938).
- [16] R. A. DODGE, W. W. HAGERTY, J. W. LUECHT, J. L. YORK, D. R. GLASS, H. E. STUBBS & R. A. YAGLE. — A. F. Technical Report n° 6067, Part. 2 (1950).
- [17] R. G. FLEDDERMAN & A. R. HANSON. — Engineering Research Institute, Report n° CM 667 (1951).
- [18] J. L. YORK & H. E. STUBBS. — A.S.M.E. Paper 51-A-48 (1951).
- [19] F. FERRIE & N. MANSON. — Communication, 3^e Congrès Mondial du Pétrole, La Haye (1951).
- [20] F. FERRIE & N. MANSON. — C.R. de l'Académie des Sciences, t. 234, pp. 2254-2256 (1952).
- [21] F. C. ENGEL. — A.S.M.E. Paper, 52-A-139 (1952).
- [22] S. K. BANERJEA, R. EDDI, F. FERRIE & N. MANSON. — C.R. de l'Académie des Sciences, t. 237, p. 233 (1953).

- [23] R. KLING & R. LEBŒUF. — Acte du 2^e Congrès International de Photo et Cinéma ultra-rapide, p. 424, Dunod Ed. (1956).
- [24] N. MANSON & S. K. BANERJEA. — id., p. 432.
- [25] R. LEBŒUF & C. VERET. — La Recherche Aéronautique, n° 45, pp. 31-35 (1955).
- [26] N. MANSON, S.K. BANERJEA & R. EDDI. — Revue de l'Institut Français du Pétrole, vol. 10, n° 6, pp. 636-637 (1955).
- [27] S. CHADEYRON, A. COMBE & H. GUENOCHÉ. — Revue de l'Institut Français du Pétrole, vol. 12, n° 2, pp. 240-248 (1957).
- [28] S. NUKIYAMA & Y. TANASAWA. — Transactions of the Society of Mechanical Engineers, Japon, vol. 4, n° 14, pp. 86-93 (1938).
- [29] S. NUKIYAMA & Y. TANASAWA. — id. vol. 4, n° 15, pp. 138-143 (1938).
- [30] S. NUKIYAMA & Y. TANASAWA. — id. vol 5, n° 18, pp. 63-67 (1939).
- [31] S. NUKIYAMA & Y. TANASAWA. — id. vol. 5, n° 18, pp. 68-75 (1939).
- [32] H. C. LEWIS, D. E. EDWARDS, M. J. GOGLIA, R. I. RICE & L. W. SMITH. — Industrial et Engineering Chemistry (1958).
- [33] S. NUKIYAMA & Y. TANASAWA. — Transactions of the Society of Mechanical Engineers, Japon, vol. 6, n° 22, pp. 11 7-11, 15 (1939).
- [34] Y. TANASAWA, H. HONO & Y. MORI. — id. vol. 7, n° 26, pp. 11 5-11, 11 (1941).
- [35] Y. TANASAWA & S. TOYODA. — Technology Report of the Tohoku University, vol. 19, n° 2, pp. 25-46 (1955).
- [36] Y. TANASAWA & K. KOBAYASI. — id. vol. 20, n° 1, pp. 28-58 (1955).
- [37] G. LITTAYE & R. SIESTRUNCK. — Journal de Physique, n° 4, pp. 71-75 (1942).
- [38] F. DEBEAUVAIS. — Actes du 9^e Congrès International de Mécanique Appliquée, t. 1, pp. 349-358 (1957).
- [39] R. SIESTRUNCK. — C.R. de l'Académie des Sciences, t. 215, pp. 404-406 (1942).
- [40] G. LITTAYE. — G.R.A., Note Technique, n° 19 (1945).
- [41] M. VERON. — Institut Français des Combustibles et de l'Energie - Journées des Gaz et Matériaux Humides, 25, 26 et 27 juin 1959 - Section 1-2, R. KLING.
- [42] Lord RAYLEIGH. — Proceedings of the Mathematical Society London, vol. 10, p. 4 (1879).
- [43] A. HEINLEIN. — Forschung auf dem Gebiete des Ingenieur wesens 2, p. 139 (1931).
- [44] M. HOLFELDER. — V. D. I. Zeitschrift, vol. 76, n° 51 (1932).
- [45] C. WEBER. — Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik 11, p. 136 (1931).
- [46] S. TOMOTIKA. — Proceedings of the Royal Society London, vol. 150, ser. A, p. 322 (1935).
- [47] F. N. SCHEUBEL. — W.G.L.S., 140-146 (1927).
- [48] J. SAUTER. — N.A.C.A., n° 396 (1927).
- [49] R. A. CASTLEMAN. — Journal of Research of the National Bureau Standards Washington 6, p. 139 (1931).
- [50] F. DEBEAUVAIS. — Actes du 9^e Congrès de Mécanique Appliquée, t. 1, pp. 359-366 (1957).
- [51] W. R. LANE. — Industrial and Engineering Chemistry, vol. 43, p. 312 (1951).
- [52] W. W. HAGERTY & J. F. SHEA. — Journal of Applied Mechanics, vol. 22, n° 4 (1954).

- [53] N. DAMBROWSKI & R. P. FRASER. — Philosophical Transactions, A., vol 247.
 - [54] J. O. HINZE. — A.I.Ch.E. Journal, vol. 1, n° 3 (1955).
 - [55] A. C. MERRINGTON & E. G. RICHARDSON. — Proceedings of the Physical Society, 59-1 (1947).
 - [56] W. R. LANE & J EDWARDS. — Unpublished Reports (1950).
 - [57] J. O. HINZE. — Applied Scientific Research A 1, 273 (1948).
 - [58] G. LITTAYE. — C.R. de l'Académie des Sciences, vol. 217, n° 4 (1943) et vol 219, n° 15, (1943).
 - [59] L. ABONNENC. — Thèse Strasbourg (1924).
 - [60] H. OLLIVIER. — Annales de Chimie et Physique (1907).
 - [61] G. LITTAYE. — G.R.A. Note Technique, n° 36 (1946).
 - [62] A. MUSRAZEW. — The Motor Industry Research Reports, n° 1947 (R) 6 (Oct. 1947).
 - [63] E. GIFFEN & A. MURASZEW. — The atomication of liquid fuels. Chapmann & Hall, Ed., London (1953).
 - [64] R. A. MUGELE & H. D. EVANS. — Industrial and Engineering Chemistry, vol. 43, n° 6, p. 1 317-1 324 (1951).
 - [65] P. ROSIN & E. RAMMLER. — Journal of the Institute of Fuel, 7, pp. 29-36 (1933).
 - [66] L. P. LIOTIER. — Les flammes de combustibles liquides, Gauthier-Villars, Ed. (1954).
-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LA BIRÉFRINGENCE D'ÉCOULEMENT ENVISAGÉE COMME INSTRUMENT DE MESURE EN MÉCANIQUE DES FLUIDES

Vu et approuvé :

Paris, le 12 juillet 1963.

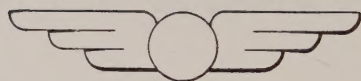
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.



SEDOCAR



IMPRIMERIE